# Untersuchung der zeitabhängigen Verformung einiger Granit- und Eklogit-Gesteinsproben unter einachsiger konstanter Druckspannung und Temperaturen bis 400° C

Fritz Rummel

1967

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546019_0038

# Untersuchung der zeitabhängigen Verformung einiger Granit- und Eklogit-Gesteinsproben unter einachsiger konstanter Druckspannung und Temperaturen bis 400°C

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilians-Universität

München

vorgelegt von

Fritz Rummel

Bayreuth

1967

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof.Dr. G. Angenheister

2. Berichterstatter: Prof.Dr. H. Jagodzinski

Tag der mündlichen Prüfung: 15. 10. 1967

Meinem verehrten Lehrer

Dr. Peter Lautner

## Inhaltsverzeichnis


| | | Seite |
|---|---|---|
| 1. | Einleitung | 1 |
| 2. | Untersuchung der Inelastizität von Gesteinsproben bei konstanter Spannung | 3 |
| 3. | Beschreibung des verwendeten Gesteinsmaterials | 7 |
| 3.1. | Petrographische Beschreibung | 7 |
| 3.2. | Herstellung der Gesteinsproben | 9 |
| 3.3. | Bestimmung der mittleren Bruchspannung und der Elastizitätskonstanten | 10 |
| 4. | Meßeinrichtung und Meßprinzip | 14 |
| 4.1. | Der Druckversuch an zylindrischen Gesteinsproben | 14 |
| 4.2. | Die Messung der Verformung | 16 |
| 4.2.1. | Die Verwendung von Dehnungs-Meßstreifen zur Messung der Verformung an Gesteinsproben | 16 |
| 4.2.2. | Diskussion der Fehlerquellen bei der Verwendung von Dehnungs-Meßstreifen | 20 |
| 4.2.3. | Meß- und Registriereinrichtung | 21 |
| 4.3. | Beheizung der belasteten Gesteinsproben | |
| 5. | Meßergebnisse | 23 |
| 5.1. | Beschreibung der beobachteten Kriechkurven und ihre analytische Darstellung | 23 |
| 5.2. | Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des logarithmischen Anteils der Kriechverformung | 33 |
| 5.3. | Beobachtung an Dünnschliffen | 35 |
| 5.4. | Zusammenfassung der Meßergebnisse | 39 |
| 6. | Betrachtung der Verformungsmechanismen in kristallinen Festkörpern | 41 |
| 6.1. | Einleitung | 41 |
| 6.2. | Einfaches Modell für einen Verformungsprozeß | 43 |
| 6.3. | Gitterfehler und ihre Bedeutung für die Verformung | 45 |
| 6.3.1. | Atomare Gitterfehler (Punktfehler) | 46 |
| 6.3.2. | Korngrenzen | 48 |
| 6.3.3. | Versetzungslinien | 50 |
| 6.4. | Ableitung der Kriechfunktion auf Grund der Bewegung von Versetzungslinien | 56 |
| 6.4.1. | Ableitung der Kriechfunktion unter Berücksichtigung der zeitlichen Änderung der Aktivierungsenergie | 58 |

Seite


7. Diskussion der Ergebnisse . . . . . 61

7.1. Spannungsabhängigkeit der Kriechverformung . . . . . 61

7.2. Temperaturabhängigkeit der Kriechverformung . . . . . 64

7.3. Diskussion und Modellvorstellung . . . . . 66

8. Zusammenfassung . . . . . 71

9. Literaturverzeichnis . . . . . 73

## 1. Einleitung

Ein Teilgebiet der Erforschung der physikalischen Eigenschaften der Gesteine stellt die Untersuchung der Gesetzmäßigkeiten dar, die den Zusammenhang zwischen den an einem Körper angreifenden Spannungen und den dadurch hervorgerufenen Verformungen beschreiben. In allgemeiner Form kann dieser Zusammenhang durch die Beziehung

$$\varepsilon = f(\tau, T, t, M) \tag{1}$$

angegeben werden ($\varepsilon$ = Verformungstensor, $\tau$ = Spannungstensor). Der Einfluß der Temperatur T und der mechanischen Eigenschaften des Materials M ist berücksichtigt.

Die einfachste explizite Form von Gl. (1) stellt das Hookesche Gesetz dar, das im Fall des einachsigen Druckversuchs die Form hat:

$$\varepsilon = \frac{dl}{l} = \frac{\tau}{E(M,T)}\,; \tag{2}$$

($\varepsilon$ = rel. Längenänderung)

Den damit charakterisierten Körper nennt man den linear elastischen oder den Hookeschen Körper. Die in (2) enthaltene Konstante E(M,T), die Elastizitätskonstante, ist eine Materialgröße, die temperaturabhängig ist. Die Beziehung zwischen Verformung und Spannung wird für viele Gesteine innerhalb eines gewissen Spannungs-Temperatur-Zeit-Bereiches durch das Hookesche Gesetz gut wiedergegeben ($\tau < 10^7$–$10^8$ dyn/cm$^2$; t < 10 sec; $T \ll T_S$, $T_S$ = Schmelztemperatur).

Entspricht ein Körper bei der Einwirkung äußerer Spannungen nicht der oben genannten Definition der Elastizität, so wird er hier als inelastisch bezeichnet (Freudenthal 1955). Zur quantitativen Beschreibung der Inelastizität verwendet man als Näherung Kombinationen einfacher rheologischer Grundmodelle, was in vielen Fällen zu komplizierten rheologischen Modellkörpern führt. Voraussetzung für diese Behandlung ist, das Material als homogen und mechanisch isotrop anzusehen. Inwieweit diese Voraussetzung für polykristalline Gesteinskörper zutrifft, hängt von der Art des Gesteins und der Größe des Volumenelementes ab, das man betrachtet. Die Grundelemente der Rheologie sind: der bereits erwähnte Hookesche Körper, die ideal viskose oder Newtonsche Flüssigkeit und der ideal plastische oder St.Venant-Körper.

Vernachlässigt man in erster Näherung irreversible, zeitunabhängige Volumenänderungen des Körpers (für Gesteine ist diese Näherung im allgemeinen erfüllt), so kann sein Verhalten durch Beziehungen zwischen den Deviatoren des Spannungs- und Verformungs-

tensors und deren zeitlichen Ableitungen angegeben werden. Die in diesen Beziehungen auftretenden Materialkonstanten (Elastizitätskonstanten, Viskosität, Nachgebespannung, Relaxationszeit) enthalten den Einfluß der Temperatur.

Eine andere Möglichkeit, das mechanische Verhalten eines Körpers zu beschreiben, verwendet man, wenn man von der atomaren bzw. mikroskopischen Struktur des Materials ausgeht. Man erhält dann Beziehungen, in denen anstelle der oben erwähnten Materialkonstanten atomare Größen erscheinen, die einen Aufschluß über die Art des atomaren Verformungsmechanismus liefern. So wünschenswert diese allgemeinere Behandlungsmethode ist, führt sie nur in wenigen Fällen bei der Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Spannungen und Verformungen zum Erfolg (z.B. Elastizitätstheorie), da die Gesetze, welche die Wechselwirkung einzelner Bausteine des Körpers untereinander bestimmen, nur ungenügend bekannt sind. Dies trifft insbesondere auf die Inelastizität der Gesteine und deren Minerale zu.

Der Inelastizität der Gesteine wurde in den vergangenen 10 Jahren besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Die umfangreichsten Untersuchungen verdanken wir dabei Griggs und seinen Mitarbeitern, die anhand ihrer Beobachtungen zum Ergebnis kommen (Griggs, Turner and Heard 1960), daß die Inelastizität der Gesteine ohne Ausnahme den empirischen Gesetzen folgt, die für die Inelastizität der Metalle entwickelt wurden. Neuere Ergebnisse von Borg and Handin (1966), die in der Hauptsache auf petrographischen Untersuchungen an Gesteinen und Einkristallen beruhen, zeigen,wie kompliziert jedoch der Mechanismus der inelastischen Verformung gerade in diesen Materialien sein kann, wobei sich in verschiedenartigen Gesteinen verschiedenartige Verformungsmechanismen in unterschiedlichem Maße überlagern und zeitlich aufeinanderfolgen können. Zum gleichen Ergebnis kommt Robertson (1964) anhand einer Zusammenstellung aller bisher bekannten Untersuchungen der Inelastizität von verschiedenen Gesteinen. Die Frage nach einer allgemein gültigen Erklärung der Inelastizität der Gesteine bleibt damit ebenso wie die Frage nach dem Einfluß von Temperatur und Spannung auf die inelastische Verformung noch offen. Es erschien deshalb wünschenswert, die Inelastizität einiger Gesteine sowie die ihr zugrundeliegenden Verformungsmechanismen weiter zu untersuchen.

## 2. Untersuchung der Inelastizität von Gesteinsproben bei konstanter Spannung

Eine Methode zur experimentellen Untersuchung der Inelastizität von Gesteinskörpern im Labor ist, die Verformung bei konstanter Spannung und bei konstanter Temperatur nur als Funktion der Zeit zu beobachten. Die dabei verwendeten Spannungen liegen gewöhnlich noch weit unterhalb der Bruchspannung des Gesteins, die Temperaturen weit entfernt vom Schmelzpunkt der einzelnen Minerale. Durch diese Untersuchungsmethode ist es möglich, den Einfluß der Belastungsdauer, der Spannung und der Temperatur auf die Verformung getrennt zu studieren.

Die bei derartigen Untersuchungen beobachteten inelastischen Verformungen nennt man Kriechverformungen, wenn die Verformungsgeschwindigkeit unter $10^{-5}$ $sec^{-1}$ liegt. Den Verformungsprozeß bezeichnet man als Kriechen. Versuche dieser Art wurden an verschiedenen Gesteinen unter jeweils verschiedenen Spannungs- und Temperatur-Bedingungen von Griggs (1939), Lomnitz (1956), Iida und Kumazowa (1957), Iida et al. (1960), Matsushima (1960), Robertson (1960), Heard (1961, 1962, 1963), Höfer (1963), Watanabe (1964), Rummel (1965) und Misra und Murrell (1962, 1965) durchgeführt. Die vorliegende Arbeit berichtet über einige weitere derartige Messungen an zwei verschiedenen Gesteinen (Granit von Flossenbürg/östl. Oberpfalz; Eklogit der Münchberger Gneismasse). Die Versuche wurden unter einachsiger Druckspannung und bei Temperaturen unterhalb von $400^0$C ausgeführt. Die Druckspannungen, die verwendet werden konnten, waren nach oben hin begrenzt durch die Bruchspannung der Gesteine, die bei $14 \cdot 10^8$ $dyn/cm^2$ (Granit) bzw. bei $25 \cdot 10^8$ $dyn/cm^2$ (Eklogit) lag. Die angelegten Spannungen lagen noch weit von der Bruchspannung $\tau_B$ ($\tau < 0{,}7\tau_B$; $\tau_B$ = Bruchspannung) entfernt, ebenso wie die verwendeten Temperaturen weit entfernt von den Schmelztemperaturen der vorhandenen Minerale waren.

Das Prinzip zur Messung der Kriechverformungen eines Körpers wird in Abb. 1 verdeutlicht. Im Experiment erfolgt das Aufbringen der Spannung $\tau$ während einer kurzen Zeitspanne $t_1$. Der Spannung $\tau$ entspricht dann die augenblickliche Verformung $\varepsilon_{t_1}(\tau)$ des Körpers. Liegt die Spannung weit unterhalb der Bruchspannung und sieht man in erster Näherung von irreversiblen, zeitunabhängigen Verformungen ab, so darf man im allgemeinen annehmen, daß $\varepsilon_{t_1}(\tau)$ die Verformung darstellt, die den Körper als elastischen Körper charakterisiert. Der Einfluß der Zeit $t_1$ auf die Verformung kann gegenüber ihrer Abhängigkeit von der Spannung für viele Gesteinskörper vernachlässigt werden, falls $t_1 <$ 10-100 sec. Bleibt die Spannung vom Zeitpunkt $t_1$ ab konstant, beobachtet

man eine zusätzliche Verformung $\varepsilon(t)$, die von der Belastungsdauer t abhängt. Bei der Entlastung verschwindet ein Teil der Verformung augenblicklich ($\varepsilon_{R,t_2}$), während ein Teil der Verformung erst allmählich (verzögert) zurückgeht ($\varepsilon_R(t)$). In vielen Fällen bleibt ein Rest der bei der Belastung erzeugten Verformung erhalten ($\varepsilon_{irrev}$). Für den Anteil der Verformung, der nach der Entlastung zeitlich verzögert verschwindet, verwendet Zener (1948) die Bezeichnung anelastisch.

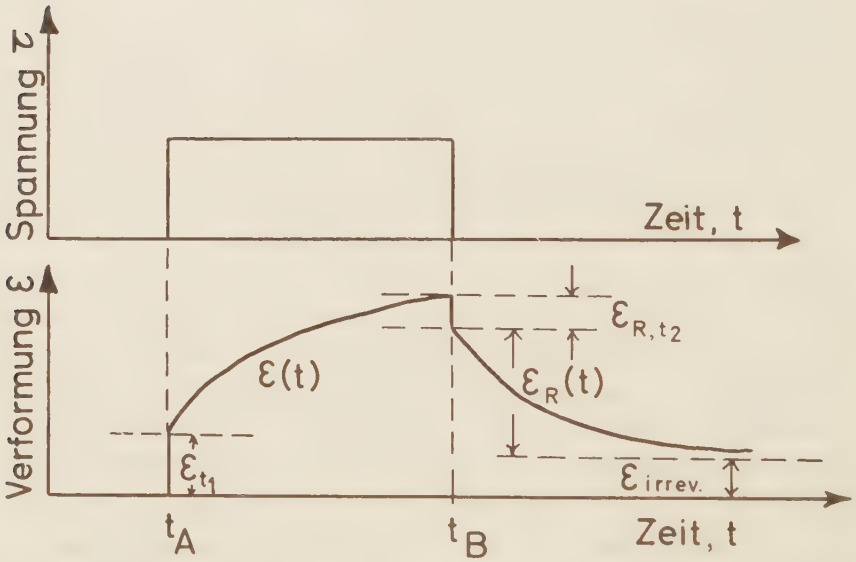


Abb. 1: Versuchsprinzip zur Bestimmung der Inelastizität bei konstanter Spannung (schematisch).

$t_A$, $t_B$ Zeitpunkt der Be- bzw. Entlastung
$\varepsilon_{t_1}$, $\varepsilon_{R,t_2}$ augenblickliche Verformung bzw. augenblickliche Rückverformung des Körpers beim Be- und Entlasten
$\varepsilon(t)$ Verformung während der konstanten Belastung zum Zeitpunkt t (Kriechverformung)
$\varepsilon_R(t)$ zeitabhängige Rückverformung nach der Entlastung (verzögert verschwindende Kriechverformung)

Betrachtet man die in der Literatur beschriebenen Messungen der Kriechverformung an verschiedenen Materialien (Metalle, Einkristalle, Gesteine, Eis), findet man bezüglich $\tau$, t und T drei grundsätzlich verschiedene Typen von Kriechkurven (Abb. 2): Bei kleinen Spannungen und niedriger Temperatur wird eine Kurve ähnlich (b) be-

obachtet. Die Verformung erfolgt mit abnehmender Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}(t)$, wobei $\dot{\varepsilon}(t)$ mit zunehmender Belastungsdauer gegen Null geht. Wirken am Körper

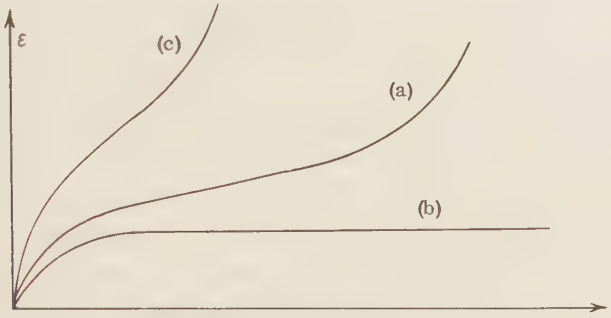


Abb. 2: Kriechkurven

höhere Spannungen oder herrschen höhere Temperaturen, erhält man eine Kurve, die durch (a) dargestellt ist. Man kann hier drei verschiedene Verformungsstadien unterscheiden: Zunächst nimmt die Verformung mit abnehmender Verformungsgeschwindigkeit zu. In der Literatur ist dieser Vorgang als Übergangskriechen (transient creep, primary creep) bezeichnet. In vielen Fällen schließt sich daran ein Verformungsprozeß mit konstanter Verformungsgeschwindigkeit an ( stationäres Kriechen, steady-state creep, quasi-viscous flow), der im weiteren Verlauf von einem Verformungsvorgang mit erneuter Zunahme der Verformungsgeschwindigkeit abgelöst werden kann. Kurve (c) kennzeichnet das Kriechen bei großen äußeren Spannungen und hohen Temperaturen; stationäres Kriechen tritt dabei nur selten in Erscheinung. Wie sich gezeigt hat, schließt sich an den Bereich mit erneuter Zunahme der Verformungsgeschwindigkeit meist der makroskopisch sichtbare Bruch des Materials an. Dieses Verformungsstadium wird hier nicht weiter betrachtet.

Für die quantitative Beschreibung der beiden ersten Verformungsstadien des Kriechens kristalliner Materialien werden in der Literatur verschiedene Ausdrücke vorgeschlagen (Andrade 1910; Michelson 1917, 1920; Cottrell und Aytekin 1950; Cottrell 1952, 1953; Slifkin und Kauzmann 1950; Folberth und Kochendörfer 1953; Lomnitz 1956; Jeffreys 1958; Schuppe 1963; Stacey 1965). Sie werden hier im einzelnen nicht diskutiert. Mit guter Näherung lassen sie sich jedoch durch eine Zeitfunktion für die Verformungsgeschwindigkeit ersetzen, welche die Form hat:

(3) $$\dot{\varepsilon}(t) = A \cdot t^{-n}; \quad 0 \leq n \leq 1$$

Mit $\varepsilon$ wird im folgenden immer die zeitabhängige Verformung während des Kriechens verstanden. Die in Gl. (3) enthaltenen Größen A und n sind Materialkonstanten und hängen von den Versuchsbedingengen ($\tau$,T) ab. Die Beziehung beinhaltet die Beobachtung, daß die Verformungsgeschwindigkeit für $t \rightarrow 0$ sehr große Werte erreicht ($n > 0$).

Für n = 1 ergibt sich das bekannte logarithmische Kriechgesetz

(4) $$\varepsilon(t) = \alpha \log \nu\, t; \quad (t > 0)$$

($\alpha$, $\nu$ Konstanten). Gl. (4) wurde außer an Metallen und Einkristallen an natürlichen Gesteinen im Laborexperiment bei kleinen einachsigen Spannungen und niedrigen Temperaturen gefunden ($\tau < 0{,}7\ \tau_B$; $T < 0{,}2\ T_S$) (Griggs 1939, Rummel 1965, Misra und Murrell1965). Wie sich bei den Untersuchungen von Rummel an Phyllit- und Kalk-Gesteinen zeigte, verschwindet ein großer Teil der Kriechverformung nach der Entlastung, allerdings mit zeitlicher Verzögerung. Dabei kann die Rückverformung ebenfalls durch eine logarithmische Zeitbeziehung ausgedrückt werden. Die Beobachtung, daß die inelastische Verformung, die einem logarithmischen Zeitgesetz folgt, reversibel ist, ist auch von Untersuchungen an verschiedenen Metallen bekannt (Aepfelbacher 1961, Alefeld 1963).

Bei Versuchen mit größeren Verformungsgeschwindigkeiten und größeren Verformungen ($T > 0{,}5\ T_S$, $T_S$ = Schmelztemperatur; allseitiger Druck) findet man für n meist Werte, die um 2/3 liegen; dies ergibt das Kriechgesetz

(5) $$\varepsilon(t) = \beta \cdot t^{1/3},$$

das nach Andrade (1910, 1914) benannt ist. Es wurde u.a. an Zn-Einkristallen (Cottrell und Aytekin 1950; Slifkin und Kauzmann 1950), an Al-Einkristallen (Johnson, Joung and Schwope 1956) und von Feltham (1953, 1954) an verschiedenen polykristallinen Materialien bestätigt. Misra und Murell (1965) finden, daß die von ihnen untersuchten Gesteine bei Temperaturen $T < 0{,}2\ T_S$ ausnahmslos das logarithmische Kriechgesetz befolgen. Oberhalb dieser Temperatur gibt die Andradesche Kriechfunktion die beste Annäherung an die gemessenen Kriechkurven. Das gleiche Ergebnis wurde von Wyatt (1951, 1953) für Metalle festgestellt.

Für n = 0 liefert Gl. (3) die Beziehung für das stationäre Kriechen:

(6) $$\varepsilon(t) = \gamma \cdot t,$$

die der Beziehung für die Newtonsche Flüssigkeit entspricht. Sie gilt nach einer längeren Belastungsdauer für verschiedene Materialien und eignet sich auch zur Beschreibung lang andauernder tektonischer Bewegungen in der Erdkruste, z.B. der Hebung mancher Teile Kanadas und Skandinaviens.

Die Abhängigkeit der in den Beziehungen (3) bis (6) enthaltenen Konstanten A, n, $\alpha$, $\nu$, $\beta$ und $\gamma$ von den gewählten Versuchs edingungen, insbesondere der angelegten Spannung und der Temperatur wurde für verschiedene Materialien untersucht. Für $\alpha$ wurde für kleine Verformungen an Gesteinen meist eine lineare Spannungsabhängigkeit ermittelt. Für größere Verformungen ($\varepsilon > 10^{-3}$) wurde häufig eine angenähert quadratische Beziehung gefunden (Robertson 1963). Die Temperaturabhängigkeit von $\gamma$ wurde nicht systematisch verfolgt. Gesicherte Ergebnisse liegen für die $\tau$-T-Abhängigkeit für Metalle vor. Cottrell und Aytekin erhielten dabei die Beziehung: $\gamma = a \cdot \exp\left[-(b - c\tau)/kT\right]$, wobei die Konstanten a, b und c reine Materialkonstanten sind und T die absolute Temperatur bezeichnet. Für Gesteine liegen abgesehen von den Untersuchungen von Heard (1962) an Kalkgesteinen nur wenige Ergebnisse vor.

## 3. Beschreibung des verwendeten Gesteinsmaterials

### 3.1. Petrographische Beschreibung

a) Granit/Flossenbürg

Die Granitproben entstammen einem Steinbruch in der Nähe von Flossenbürg im Oberpfälzer Wald.

Im Handstück zeigt das Gestein eine mittel- bis grobkörnige Grundmasse (ca. mm-große Kristalle), in die bis zu 2 cm große, nach (010) tafelige Mikrokline eingesprengt sind. An einigen dieser Großkristalle ist eine gute zonare Anlagerung feiner Einschlüsse zu sehen, die jeweils ein Wachstumstadium kennzeichnen. Auffallend ist der hohe Muskovit-Anteil des Gesteins. Die Einsprenglinge wie auch die Glimmer sind meist eingeregelt.

Die Schliffintegration (H.V. Köhler, mündl. Mitteilung 1966) brachte folgende gemittelten Werte (Vol.-Proz.):

| Quarz | Kalifeldspat | Plagioklas | Biotit | Muskovit | Akzessorien |
|---|---|---|---|---|---|
| 20 | 30 | 35 | 2 | 12 | 1 |

Beobachtungen mit dem Mikroskop (gem. m. H.V. Köhler) haben ergeben:
Die Kalifeldspäte Kf sind Mikrokline und zeigen meist Perthit-Entmischung. Die große Zahl eingeschlossener, idiomorpher Biotite (Bio), Plagioklase (Pg) und frühausgeschiedener Quarze (Qu) bedingen eine Siebstruktur. Von den zahlreichen Spaltrissen her wird der Kf von Qu verdrängt.
Die Pg sind idiomorph ausgebildet. Ihr kalkreiches, basisches Zentrum ist von einem dichten Netzwerk fein ausgeschiedener Hellglimmer erfüllt. Schwach verbogene Zwillingslamellen deuten auf mechanische Einwirkung hin. Bei den Glimmern ist Bio das Primärmineral. Sein geringer Volumenanteil ist durch Bildung bzw. Umwandlung in Mu bedingt. Viele Mu sind nach ihrer Basisfläche stark verbogen, während Mu, die auf Spaltrissen im Kf auskristallisierten, undeformiert erscheinen. Dies ist als Beweis dafür anzusehen, daß während und nach der Bildung von Muskovit keine Bewegung im Gestein mehr stattgefunden hat.
Die Qu, die zum großen Teil rundlich erscheinen, sind oft mit feinen Apatitnadeln durchzogen und zeigen eine fleckige bzw. undulöse Auslöschung. Sie deutet auf eine mechanische Beanspruchung des Gesteins hin.

b) Eklogit/Weißenstein (Münchberger Gneismasse)
Das Gestein zeigt einen kleinkörnigen Aufbau mit einer mittleren Korngröße von 1-2 mm. Der Mineralbestand besteht vorwiegend aus den Hauptgemengteilen Omphazit und Granat. Im Handstück ist der Mu-Anteil auffallend.

Die Schliffintegration (Troll 1966) ergab folgenden mittleren modalen Mineralbestand (in Vol.-Proz.):

| Granat | Pyroxen | Hornblende | Pg | Qu | Mu | Akz. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 30 | 50 | 8 | 2 | 8-10 | 1 | 1 |

Beobachtungen mit dem Mikroskop:
Die Pyroxene sind Omphazite, deren beginnende Umwandlung, die als ein vom Rand ausgehender Zerfall in ein sehr feines Mineralgewebe zu erkennen ist, für das Gestein typisch ist. Nach G. Stettner (1960) handelt es sich bei dem Zerfallsprodukt um ein Gemenge von Diopsid-Jadeit und Albit-Komponenten, aus denen weiter Hornblende und Plagioklase hervorgingen. Die deutlich sichtbare, ursprüngliche Spaltbarkeit des Om nach (110) ist von 2 Scharen tektonisch bedingter Spaltrisse überprägt, die symmetrisch zur alten Spaltbarkeit in einem Winkel von 60 Grad zueinander liegen.

Der unter dem Mikroskop im Om meist rundlich erscheinende Qu stellt ein Sekundärmineral dar. Die Spaltrisse, die den Om durchsetzen, enden an den Qu-Einschlüssen, die keine Anzeichen von mechanischen Beanspruchungen zeigen (keine undulöse Auslöschung, keine Rißbildungen).
Die Granate weisen im Vergleich zum Om keine Zerfallserscheinungen und keine ausgeprägten Spaltrisse auf. In einigen Fällen sind sie von wellig gebogenen Rissen durchzogen, die sich auch über die Nachbarkristalle weiter fortsetzen, ohne dabei von den Korngrenzen Kenntnis zu nehmen. Im Schliff treten die Mu nur untergeordnet in Erscheinung und sind in der Hauptsache an das Auftreten von Qu gebunden. Sie zeigen außer der deutlich ausgeprägten Spaltbarkeit nach (001) keine mechanische Zerstörung.

Neben Qu und Mu treten als Nebengemengteile noch Magnetit, Rutil, Apatit und primärer Graphit auf.

### 3.2 Herstellung der Gesteinsproben

Mit einer Diamant-Kernbohrmaschine wurden im Labor aus größeren Gesteinsblöcken (50 cm x 50 cm) zylindrische Gesteinsproben orientiert gewonnen. Als einheitliche Abmessungen wurden folgende Maße verwendet: Länge 12 cm, Durchmesser 3 cm.

Die Erzeugung einer homogenen Spannungsverteilung in der Probe bereitet beim einachsigen Druckversuch Schwierigkeiten, selbst wenn man Spannungen, die z.B. durch die Inhomogenität des Materials bedingt sind, vernachlässigt. Die Hauptursache liegt darin, daß es kaum gelingt, den Probekörpern ausreichend planparallele Endflächen zu geben. Dies trifft vor allem für Gesteine zu, deren Minerale sehr unterschiedliche Schleifhärten haben.

Für die Schleifarbeiten wurde eine Gesteinsschleifmaschine herkömmlicher Bauart für die Herstellung von Dünn- und Anschliffen verwendet. Als Halterung für die zylindrischen Gesteinsproben wurde eine Vorrichtung entwickelt, worin die Probe auf der rotierenden Schleifscheibe der Maschine zusätzliche Drehbewegungen ausführt: Rotation um ihre eigene Achse, Exzenterbewegung auf der Scheibe, um die gesamte Breite der Schleifscheibe gleichmäßig auszunützen. Weiter ist eine Drehung der Probe um $180^0$ möglich, ohne daß die Probe selbst aus der Halterung entnommen werden muß. Als Schleifmittel wurde SiC (Feinheitsgrad 320 (60–40 µ) - 800 (10–5 µ)) und Tetrabor (Borkarbid, Feinheitsgrad 1000–2000 ($< 5$ µ)) verwendet.

Die Abweichungen der so bearbeiteten Endflächen der Gesteinsproben von der Planparallelität waren kleiner als 0,02 mm.

### 3.3. Bestimmung der mittleren Bruchspannung und der Elastizitätskonstanten

Aus der in Kap. 2 verwendeten Definition für Kriechverformungen geht hervor, daß die Untersuchungen zur Messung der Kriechverformung bei Spannungen durchgeführt werden, die weit unter der Bruchspannung, meist noch unterhalb der sog. Elastizitätgrenze liegen. Für die hier beschriebenen Untersuchungen des Kriechens an Gesteinsproben unter einachsiger Druckspannung war daher die Kenntnis der Bruchspannung $\tau_B$ und der Elastizität der Gesteinsproben, bestimmt im einachsigen, statischen Druckversuch, notwendig.

Die Belastungsgeschwindigkeit (Spannungszunahme pro Zeiteinheit) bei diesen Versuchen war dabei annähernd konstant und betrug $0{,}5 \cdot 10^8$ dyn·cm$^{-2}$·sec$^{-1}$. Die ermittelten Werte von $\tau_B$ sind als Mittelwert aus je 5 Einzelmessungen in Tab. 1 angegeben. Die maximalen Abweichungen der Einzelwerte der Bruchspannung vom Mittelwert sind angefügt.

Tabelle 1

Mittlere Bruchspannung $\tau_B$ von Granit und Eklogit, gemessen bei einseitiger Druckspannung an zylindrischen Proben

| | Bruchspannung $\tau_B$ (Mittelwerte) | Streubereich Min. Max. |
|---|---|---|
| Granit | $14{,}2 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$ | $12{,}6$–$15{,}8 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$ |
| Eklogit | $23 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$ | $20{,}4$–$23{,}6 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$ ($14{,}8 \cdot 10^8$) |

Gleichzeitig mit der Bruchspannung wurden die Verformungs-Spannungs-Kurven der Proben beider Gesteine bestimmt. In Abb. 3 sind zwei der gemessenen Kurven wiedergegeben. Es ergibt sich daraus für die Richtung parallel zur angelegten Normalspannung eine lineare Beziehung zwischen Verformungen ($\varepsilon_{long}$) und Spannungen. Sie gilt bis unmittelbar zum Bruch, der meist explosionsartig erfolgte. Im Bereich kleiner und mittlerer Spannungen (bezogen auf die Bruchspannung $\tau_B$) wird dieser lineare Zusammenhang mit den Spannungen von der Verformung senkrecht zur angelegten Spannung ($\varepsilon_{lat}$ = Querdehnung) befolgt Bei höheren Spannungen ($\tau > 0{,}7$–$0{,}8\ \tau_B$) trifft diese lineare Beziehung nicht zu: die Zunahme der Querdehnung mit der Spannung war

umso größer, je mehr sich die angelegte Spannung der Bruchspannung $\tau_B$ der Gesteinsprobe näherte.

Diese Querschnittsvergrößerung im Bereich höherer Spannungen wurde bei ähnlichen Versuchen an Phyllit- und Jurakalkproben (Rummel 1963) und an Graniten (Matsushima 1960) beobachtet. Es liegt die Vermutung nahe (Paterson 1963, Watanabe 1964), daß sich in diesem Spannungsbereich der später makroskopisch sichtbare Bruch bereits in Form mikroskopischer, bzw. submikroskopischer Risse in der Gesteinsprobe vorbereitet, die vorwiegend parallel zur angelegten Normalspannung angeordnet sind (Dehnungsrisse). Leider waren die bisher angestellten Versuche zur Sichtbarmachung dieser Risse in Jurakalken unter dem Mikroskop erfolglos.

Entsprechend der linearen Beziehung zwischen den augenblicklichen Verformungen und den Spannungen konnten die statischen Elastizitätskonstanten für Proben beider Gesteine ermittelt werden. Sie wurden mit den entsprechenden Werten verglichen, die mit dynamischen Methoden an den gleichen Proben vor dem Belastungsversuch (Eigenresonanzmethode) bzw. an Proben erhalten wurden, die aus den gleichen Gesteinskörpern stammen (Ultraschallmessung, Töplersche Schlierenmethode). Für den Flossenbürger Granit lagen zusätzlich noch Ergebnisse von Geschwindigkeitsbestimmungen in situ mit der Methode der Hammerschlag-Seismik vor. Die Werte aus den verschiedenen Messungen sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Als Ergebnis aus diesen Untersuchungen ist zu werten, daß sich beide Gesteine unterhalb einer Spannung von (0,7-0,8) $\tau_B$ im einachsigen Druckversuch bei kurzzeitiger Beanspruchung ($t < 100$ sec) angenähert wie elastische Körper verhalten. Eine Verformung als plastische Körper, wie es von den meisten Metallen bekannt ist, wird bei den hier beschriebenen Versuchsbedingungen (einachsiger Druck) an Gesteinen allgemein nicht beobachtet.

Der Einfluß der Temperatur auf die Elastizitätskonstanten wurde untersucht. Eine systematische Temperaturabhängigkeit der Elastizitätskonstanten und der Bruchspannung im betrachteten Temperaturbereich $24^0C$-$400^0C$ konnte dabei nicht festgestellt werden, da die Werte stark streuen.

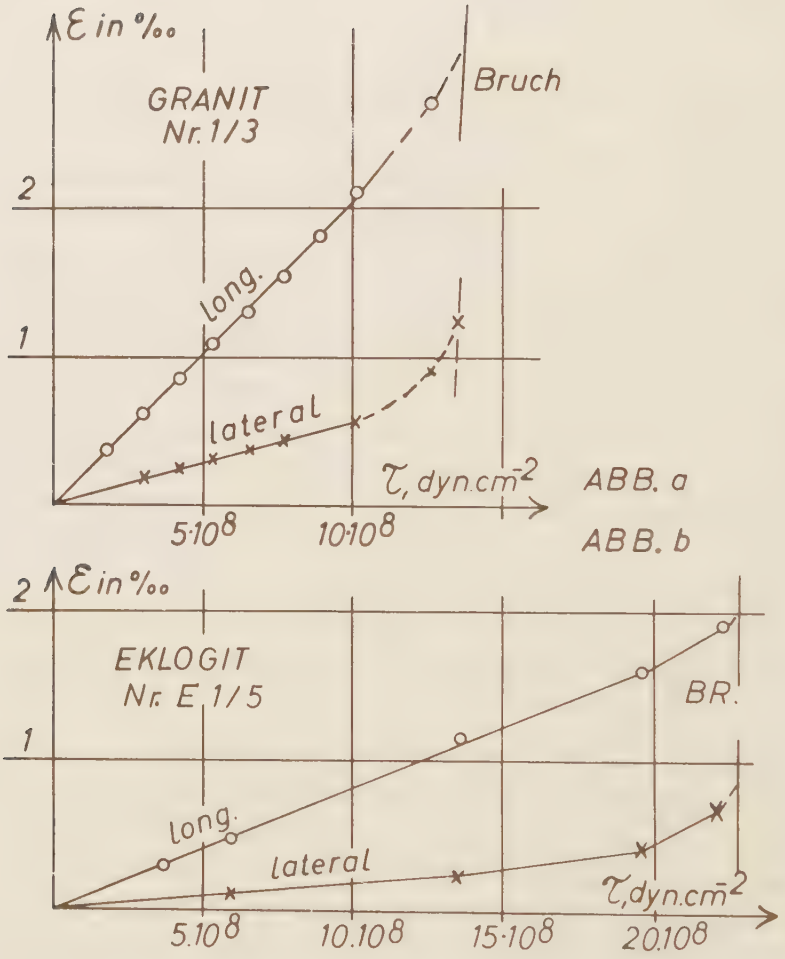


Abb. 3: Spannungs- Verformungs-Kurven zweier Gesteinsproben

Die Belastungsgeschwindigkeit betrug $0{,}5 \cdot 10^8$ dyn/cm² sec
$\varepsilon_{long}$ = Verformung parallel zur einachsigen Spannung $\tau$
$\varepsilon_{lat}$ = Verformung senkrecht zur Spannung $\tau$
Die einachsige Spannung wurde stufenweise aufgebracht.

Tabelle 2

Elastizitäskonstanten, bestimmt mit statischen und dynamischen Meßmethoden

1) statisch (Spannungs-Verformungs-Versuch):

| | Spannungsbereich in dyn/cm² | E +), dyn/cm² | σ +) |
|---|---|---|---|
| Granit | $10^9$ | $5 \cdot 10^{11}$ ($4-6 \cdot 10^{11}$) ++) | 0,25 (0,18-0,31) ++) |
| Eklogit | $1{,}9 \cdot 10^9$ | $12 \cdot 10^{11}$ ($11{,}2-12{,}6 \cdot 10^{11}$) ++) | 0,20 (0,17-0,25) ++) |

+) Mittelwert aus Messungen an 5 Proben
++) Streuung der Einzelwerte

Aus den Mittelwerten von E und σ ergeben sich:

| | k, dyn/cm² | μ, dyn/cm² |
|---|---|---|
| Granit | $2 \cdot 10^{11}$ | $1{,}2 \cdot 10^{11}$ |
| Eklogit | $6{,}7 \cdot 10^{11}$ | $5{,}0 \cdot 10^{11}$ |

2) Resonanzmethode an Bohrkernen:

| | $v_D$, m/s | ρ, g/cm³ | E, dyn/cm² |
|---|---|---|---|
| Granit | $4{,}0 \cdot 10^3$ +) ($3{,}4-4{,}3 \cdot 10^3$) +++) | 2,60 +) | $4{,}1 \cdot 10^{11}$ +) |
| Eklogit | $5{,}9 \cdot 10^3$ ++) ($5{,}8-6{,}0 \cdot 10^3$) +++) | 3,40 ++) | $12{,}0 \cdot 10^{11}$ ++) |

+) Mittelwert aus Messungen an 4 Proben
++) Mittelwert aus Messungen an 9 Proben
+++) Streuung der Meßwerte

3) Ultraschall-Messungen:

a) Durchschallung von 30 cm großen Gesteinsblöcken (piezoelektrische Anregung). (Wohlenberg und Schick, 1964 Stuttgart, mündl. Mitteilung)

$$v_{P,\ Granit} = 4{,}5-5{,}1 \cdot 10^3 \text{ m/sec}$$

b) Messung mit der Methode der Schlierenoptik:

Eklogit: $v_P = 6{,}0 \cdot 10^3$ m/sec $\quad E = 9{,}5 \cdot 10^{11}$ dyn/cm²
$v_S = 3{,}3 \cdot 10^3$ m/sec $\quad \sigma = 0{,}30$
$\mu = 3{,}6 \cdot 10^{11}$ dyn/cm²

4) in-situ-Messungen am Flossenbürger Granit mit der Methode der Hammerschlag-Seismik: (J. Wohlenberg, Dip.Arbeit, München 1962, unveröffentl.)

$v_P = 5{,}0 \cdot 10^3$ m/sec; $v_S = 2{,}8 \cdot 10^3$ m/sec; $v_R = 2{,}6 \cdot 10^3$ m/sec;

$E = 5{,}3 \cdot 10^{11}$ dyn/cm²; $\sigma = 0{,}27$; $\mu = 2{,}1 \cdot 10^{11}$ dyn/cm²;

$k = 3{,}8 \cdot 10^{11}$ cyn/cm².

## 4. Meßeinrichtung und Meßprinzip

### 4.1. Der Druckversuch an zylindrischen Gesteinsproben

Die einachsige, konstante Druckspannung wurde mit einer 60-to-Hydraulikpresse erzeugt. Zwischen deren Druckplatten eingelagert befand sich die Gesteinsprobe zwischen zwei Stahlstempeln (Abb. 4). Vor Beginn der eigentlichen Messung wurden die Proben zunächst mit einer Vorspannung von $0{,}8 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$ belastet, um einen guten Kontakt zwischen den Druckplatten, den Stahlstempeln und der Probe herzustellen. Die hiermit verbundenen zeitabhängigen Verformungen des Gesteins waren zu vernachlässigen. Die Spannung wurde stoßfrei mit Hilfe einer Hydraulikpumpe in wenigen Sekunden aufgebracht ($t_1 < 10$ sec). Der Zeitpunkt $t_1$ wurde als Beginn der sich an die augenblickliche

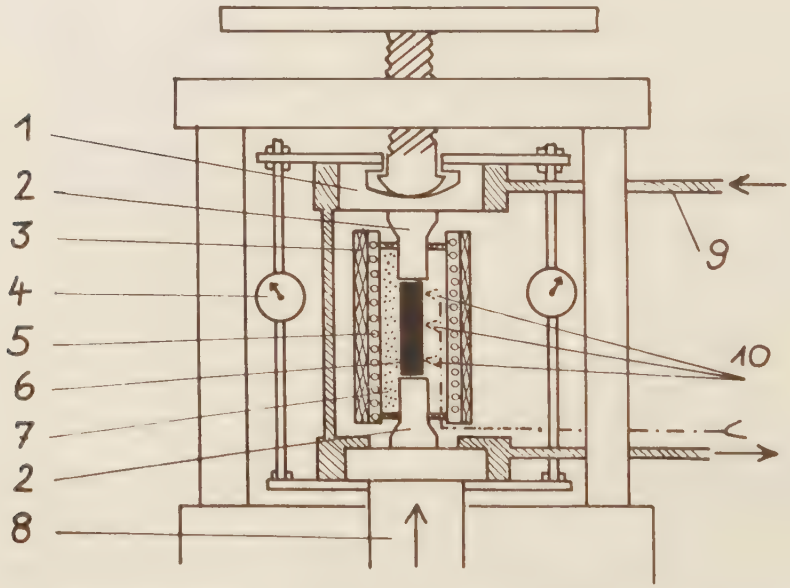


Abb. 4: Versuchsanordnung

1 obere Druckplatte der Presse, 2 gehärtete Stahlstempel, 3 Wärmeisolation, 4 Meßuhren zur Kontrolle der Verformungsmessung mit Dehnungsmeßstreifen, 5 Heizwicklung, 6 Gesteinsprobe, 7 $Al_2O_3$-Füllung, 8 Stempel der Presse, 9 Kühlsystem, 10 Thermoelemente

Verformung $\varepsilon_{t_1}$ (s. Kap. 2) anschließenden, zeitabhängigen Verformung $\varepsilon(t)$ während der Beanspruchung der Gesteinsprobe mit konstanter Spannung gerechnet. Wie sich zeigte, war die Verformungsgeschwindigkeit der zeitabhängigen Verformung zu Beginn des Versuchs so groß ($\dot{\varepsilon}(t) \approx 10^{-5}$ sec$^{-1}$ z.Z. t = 100 sec, vgl. Kap. 5.), daß $\varepsilon_{t_1}(\tau)$ und $\varepsilon(t)$ nur angenähert getrennt werden konnten.

Da die gemessenen zeitabhängigen Verformungen der Gesteinsproben klein waren ($\varepsilon(t) < 10^{-3}$), konnte Spannungskonstanz angenommen werden, sofern die Belastung konstant gehalten werden konnte. Die maximalen Abweichungen der Belastung vom jeweiligen Sollwert waren kleiner als 1 $^0/_{00}$, was der Meßgenauigkeit der Druckmeßeinrichtung entsprach. Die Belastung wurde durch drei Rohrfedermanometer mit unterschiedlichem Meßbereich kontrolliert.

Bei Druckversuchen ist im allgemeinen die Reibung zwischen den Endflächen des Probekörpers und den Flächen der Druckstempel von Bedeutung. Sie bedingt, daß in der Nähe der Endflächen kein rein einachsiger Spannungszustand in der Probe erreicht wird. Häufig äußert dies sich darin, daß zylindrische Probekörper unter der einachsigen Belastung eine tonnenförmige Gestalt annehmen. Eine Näherung, die den Einfluß der Endflächenreibung auf die Spannungsverteilung im Körper quantitativ abschätzt, ist nicht bekannt. Man kann jedoch annehmen, daß in langgestreckten Proben in genügender Entfernung von den Endflächen ein rein einachsiger Spannungszustand herrscht, wenn man von inneren Inhomogenitäten absieht.

Nach einem Vorschlag von Everling (1961) kann die Abweichung vom einachsigen Spannungszustand auch in der Nähe der Endflächen der Probe verkleinert werden, wenn man die Endflächenreibung durch Verwendung von Schmiermitteln herabsetzt. Bei den hier beschriebenen Versuchen wurde deshalb zur Verminderung der Reibung zwischen den polierten Endflächen der Gesteinsprobe und den geschliffenen Flächen der Stahlstempel das Schmiermittel Molykote-Pulver Z ($MoS_2$) verwendet, das auch bei höheren Temperaturen seine Eigenschaften als Schmiermittel beibehält. Wie sich durch Messung der Verformung an mehreren Meßstellen in verschiedenem Abstand von den Endflächen ergab, wurde dadurch der Einfluß der Endflächenreibung auf den Spannungszustand in der Probe vermindert, jedoch nicht ganz beseitigt. Auch das Auftreten von Rissen, die parallel zur Längsachse der zylindrischen Gesteinsproben unmittelbar vor und nach dem Bruch zu beobachten waren, wiesen darauf hin, daß die Querdehnung in den Endflächen und in deren Umgebung behindert war. Diese Beobachtung wurde durch frühere

Versuche bestätigt (Rummel 1963).

## 4.2. Die Messung der Verformung

Die Messung der Verformung von belasteten Körpern erfolgt immer an deren Oberfläche, in unserem Fall an der Mantelfläche der zylindrischen Gesteinsproben. Eine Schwierigkeit der Verformungsmessung beim Druckversuch wurde bereits erwähnt. Der Einfluß der Endflächenreibung auf die Spannungsverteilung und damit auf die Verformung kann vernachlässigt werden, wenn man in genügender Entfernung von den Endflächen mißt. Hinzu kommen Verformungen, die durch unvermeidliche Exzentrizität der Last und durch die bei Gesteinen auftretende Inhomogenität der Spannungsverteilung längs eines Querschnitts verursacht werden. Diese Anteile der Verformung können in erster Näherung eliminiert werden, wenn man die Verformung mit der unten angegebenen Meßanordnung auf verschiedenen Meßstrecken, die weit genug von den Endflächen entfernt sind, bestimmt und aus den Einzelmessungen das Mittel bildet.

### 4.2.1. Die Verwendung von Dehnungs-Meßstreifen zur Messung der Verformung an Gesteinsproben

Die Auswahl der hier verwendeten Dehnungs-Meßstreifen wurde im wesentlichen durch das zu untersuchende Gestein (Probengröße, Korngröße, maximal zu erwartende Verformung) und die Temperatur bestimmt. Für die Messungen an Granit wurden Dehnungs-Meßstreifen mit einer Meßlänge von 20 mm, für Eklogit solche mit 10 mm Meßlänge verwendet. Die zu erwartenden Verformungen lagen bei beiden Gesteinen unter 1 %, was noch weit unter der zulässigen Dehnung der Meßstreifen lag. Bei Normaltemperatur genügten Acrylharz-Folien-Meßstreifen, deren Befestigung auf dem Gestein keine Schwierigkeiten bereitete. Ihre Eigenschaften (Temperaturabhängigkeit, Kriechen des Trägers oder des Meßdrahtes) und die Eigenschaften der dabei verwendeten Klebstoffe sind aus zahlreichen Untersuchungen, auch an Gesteinen gut bekannt. Für die Verformungsmessung bei höheren Temperaturen bis 400$^0$C wurden Hochtemperatur-Dehnungs-Meßstreifen (HT-DMS) verwendet. In Tab. 3 sind die physikalischen und technischen Angaben der Dehnungs-Meßstreifen und der Klebstoffe zusammengestellt, die sich bei den Untersuchungen als besonders geeignet erwiesen haben.

Tabelle 3

Physikalische Eigenschaften und technische Angaben der verwendeten Dehnungs-Meßstreifen und Klebstoffe

A) Dehnungs-Meßstreifen

| | | |
|---|---|---|
| Hersteller | Hottinger Meßtechnik | Budd Comp. |
| Type | Impa-DMS FA 4 | HT-S-460 |
| Träger | Acrylharz | - - - |
| Meßfolie | Konstantan | Nichrome V (80 % Ni, 20 % Cr) |
| k-Faktor | 2,0-2,1 | 2,2 |
| Temperaturabhängigkeit von k | - - - | $4 \cdot 10^{-4}\ ^{0}C^{-1}$ |
| k-Faktor-Toleranz | $\pm$ 1 % | |
| Widerstand | 120 Ohm | 150-260 Ohm |
| Widerstands-Tol. | $\pm$ 0,5 % | $\pm$ 1 % |
| max. Dehnung | ca. 1 % | |
| Temperaturbereich für die Verwendung | T < 80 $^{0}$C | T < 500 $^{0}$C stat.<br>T < 700 $^{0}$C dyn. |
| Temp.-Koeff. | $8\text{-}14 \cdot 10^{-6}\ ^{0}C^{-1}$ | $15 \cdot 10^{-5}\ ^{0}C^{-1}$ |
| Abmessungen | | |
| Träger | 33x7 mm ; 23x6 mm | - - - |
| Meßgitter | 20x1 mm ; 10x2 mm | 12,5x13 mm |

B) Klebstoffe

| | | |
|---|---|---|
| Hersteller | Hottinger Meßtechnik | Budd Comp. |
| Vertrieb | dto. | MT-Meßtechnik |
| Type | X-60 (Zweikomponenten-Schnellkleber) | H-Zement (Phosphat-Keramik) |
| Anwendungbereich | T < 80 $^{0}$C | T < 500 $^{0}$C (statisch) |
| Isolationswider. | - - - | 25$^{0}$C: $5 \cdot 10^{4}$ MOhm<br>500$^{0}$C: 10 MOhm |
| Viskosität | ? | 500$^{0}$C: $10^{15}$-$10^{18}$p |
| Trockenzeit | 24$^{0}$C : 2 h | Anweisung im Text |

Über die Verwendung von Hochtemperatur-Dehnungs-Meßstreifen zur Verformungsmessung an Gesteinen bei höheren Temperaturen liegen von seiten der Hersteller keine Erfahrungen vor. Auch aus der Literatur sind keine derartigen Messungen bekannt. Es zeigte sich, daß die Hauptschwierigkeit in der Befestigung dieser Streifen am Gestein besteht. Als Klebstoffe kommen nur keramische Klebstoffe in Betracht, deren Viskosität nur wenig von der Temperatur in dem hier betrachteten Temperaturbereich zwischen $0^0$C und $400^0$C abhängt. Ihre Verwendbarkeit ist dafür durch die Verminderung des Isolationswiderstands mit zunehmender Temperatur bestimmt. Dieser sinkt bei den meisten keramischen Stoffen zwischen $100^0$C und $1000^0$C steil um mehrere Größenordnungen.

In seinen mechanischen Eigenschaften kommt ein Phosphatzement (H-Zement) den Gesteinen am nächsten. Er kann bei den hier verwendeten Temperaturen noch als guter Isolator angesehen werden. Sein Isolationswiderstand beträgt bei der Verwendung als Klebstoff für die HT-DMS bei $20^0$C ca. $5 \cdot 10^{10}$ Ohm, bei $500^0$C etwa $10^7$ Ohm, was den spezifischen Widerständen von $2 \cdot 10^8$ Ohm·cm bzw. $4 \cdot 10^2$ Ohm·cm entspricht. Der Klebstoff stellt in frischem Zustand bei Normaltemperatur eine zähflüssige Paste dar, die erst bei Erwärmung erhärtet. Der Klebstoff eignet sich gut zur Befestigung der Streifen an Granit und Eklogit, scheidet jedoch an kalkhaltigen Gesteinen (Jurakalk, Marmor) als Klebstoff aus, da das Lösungsmittel die Oberfläche des Gesteins angreift.

Die Klebetechnik, die für die Befestigung der HT-DMS an den genannten Gesteinen entwickelt wurde, soll näher beschrieben werden:
Der Phosphatzement wird zunächst auf die Meßstelle in einer sehr dünnen Schicht aufgetragen und getrocknet. Die Gesteinsoberfläche soll durch die Schicht hindurch noch erkennbar sein. Zur Beschleunigung des Trocknens hat sich die Verwendung einer UV-Lampe als geeignet erwiesen, da dabei der Trockenvorgang von der Unterseite der Klebstoffschicht beginnt und rasch nach der Klebstoffoberfläche hin fortschreitet. Die Bedeutung liegt darin, daß sich die beim Abbinden des Zements entstehenden Spannungen nach außen abbauen können. Nach dem Auflegen des trägerlosen DMS, der durch Coconfäden an der Meßstelle festgehalten wird (Abb. 5), bringt man den Zement in weiteren dünnen Schichten auf. Die einzelnen Klebstofflagen werden jeweils mit UV-Licht getrocknet. Anschließend wird die Probe, nachdem alle Meßstreifen auf diese Art befestigt sind, zur Härtung des Keramik-Klebers im Ofen bei sehr langsamer, stetiger Temperaturerhöhung ($50^0$C/h) bis $400^0$C erwärmt. Lokale Wärmespannungen in den

Klebstoffschichten, die zum Zerreißen der DMS führen können, gleichen sich durch diese langsame Temperaturerhöhung aus. Die Abkühlung wurde entsprechend langsam vorgenommen.

Abb. 5: Hochtemperatur-Dehnungsmeßstreifen

Der Meßstreifen wird durch Coconfäden während des Auftragens des Klebstoffs festgehalten. Nach dem Trocknen des Klebers werden die Fäden entfernt. An den Enden des Widerstanddrahtes sind Nichrome-Bänder zum Anschluß der Zuleitungen angeschweißt.

Die relativen Widerstandsänderungen der Dehnungs-Meßstreifen werden in einer Halbbrücken-Schaltung gemessen, wobei der äußere Brückenteil durch je einen aktiven und einen passiven Meßstreifen (Kompensations-Streifen) gebildet wird (Abb. 7). Der Kompensations-Streifen dient zur Kompensation von Meßfehlern, die durch Temperaturschwankungen bedingt sind. Er wurde hier jeweils auf ein kleines Gesteinsstück aufgeklebt, das an der Gesteinsprobe mit einem Metallband befestigt war. Das Gesteinsstück erfuhr so annähernd die gleichen Temperaturänderungen wie die einzelnen Meßstellen auf der Oberfläche der Gesteinsprobe.

Im allgemeinen wurden für die Ermittlung der Verformung in Richtung der Zylinderachse 4 Meßstreifen, zur Ermittlung der relativen Querdehnung senkrecht zur Zylinderachse der Probe 2 Meßstreifen verwendet. Ihre Entfernung vom unteren bzw. oberen Rand der Gesteinsprobe betrug mindestens 3 cm. Die Anordnung der DMS ist aus Abb. 6 zu ersehen.

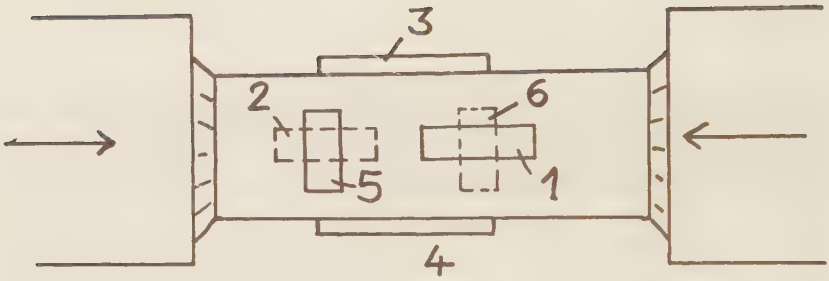


Abb. 6: Anordnung der Dehnungsmeßstreifen auf einer Probe zur Messung der Verformung parallel und senkrecht zur Spannung

1, 2, 3, 4, Meßstreifen zur Messung rel. Längenänderung der zylindrischen Probe

5, 6, Meßstreifen zur Messung der Querschnittsänderung

(die gestrichelt gezeichneten Meßstreifen liegen auf der hinteren Hälfte der Probenoberfläche)

4.2.2. Diskussion der Fehlerquellen bei der Verwendung von Dehnungs-Meßstreifen

1) Rohrbach und Czaika (1960) haben bei statischen Versuchen Kriecherscheinungen beobachtet, die vom Kleber, von der Klebetechnik, vom Trägermaterial und zum geringen Teil vom Meßdraht der Meßstreifen abhängig waren. Zur Untersuchung der Eigenschaften der hier verwendeten Dehnungs-Meßstreifen und Klebstoffe wurden daher Probemessungen an einem Aluminiumzylinder angestellt. Bei Normaltemperatur und einer konstanten Spannung von $1{,}53 \cdot 10^9$ dyn/cm$^2$ wurde außer der augenblicklichen Verformung $\varepsilon(\tau)$ während einer Belastungsdauer von 5 Stunden keine zusätzliche zeitabhängige Verformung beobachtet. Die Verformung verschwand nach der Entlastung des Aluminiumkörpers augenblicklich. Auch bei einer Temperatur von 400°C waren die bei Verwendung von Hochtemperatur-Meßstreifen angezeigten Verformungen zeitunabhängig und reversibel.

2) Temperaturschwankungen machen sich in der Hauptsache aus drei verschiedenen Ursachen störend bemerkbar:

a) verschiedene thermische Ausdehnungskoeffizienten des Gesteins, des Klebers, des Trägers und des Meßdrahtes;

b) Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands des Meßdrahtes;

c) Thermoströme an den Anschlußstellen und Widerstandsänderungen der Zuleitungen.

Es wurde bereits ein Verfahren erwähnt (Kompensation) wie die temperaturbedingte, scheinbare Verformung zum großen Teil eliminiert werden kann, sovern nur zeitliche Temperaturschwankungen, nicht aber zusätzlich örtliche Temperaturänderungen stattfinden. Diese Bedingung war bei den Versuchen bei höherer Temperatur nicht erfüllt. Ursachen dafür waren die schlechte Wärmeleitfähigkeit des Gesteins, ein starker Temperaturgradient im Gestein, besonders in der Nähe der Endflächen und an der Oberfläche der Proben und eine ungenügende thermische Isolation des Ofens. Durch Verminderung der Temperaturschwankungen während einer Messung konnten jedoch diese temperaturbedingten Fehler der Verformungsmessung in genügendem Maße verkleinert werden.

4.2.3. Meß- und Registriereinrichtung

Bei der Messung von Widerstandsänderungen der Dehnungs-Meßstreifen bedient man sich meist des Trägerfrequenz-Verfahrens. Die Meßmethode ist in der Literatur beschrieben. Die Meßstreifen werden zu einer Wheatstoneschen Brücke zusammengeschaltet, an die eine vom Meßverstärker gelieferte Trägerfrequenz angelegt wird. Die Brücke wird nach Betrag und Phase abgeglichen. Die durch die Verformung des Meßkörpers erzeugte Widerstandsänderung in der Brücke verursacht eine der Verformung proportionale Meßspannung, die verstärkt und gleichgerichtet einem Anzeigegerät zugeführt wird. Für die hier beschriebenen Versuche wurde der Trägerfrequenz-Meßverstärker KWS/II-5 (Hottinger Meßtechnik) verwendet. Seine Nullpunktsstabilität entsprach den Anforderungen der Dauerversuche, die sich über mehrere Tage erstreckten.

Mit dem Meßstellenumschalter (US 10E, Hottinger Meßtechnik) konnten zusammen mit der Meßbrücke die Verformungen an bis zu 10 Meßstellen zeitlich nacheinander gemessen werden. Bei kontinuierlicher Registrierung steuerte das Registriergerät die Umschaltfolge. Die Registrierung erfolgte mit einem 12-Punkte-Drucker (Polycomb, Hartmann und Braun A.G.). Als Punktfolge wurde 2 bzw. 8 Sekunden entsprechend einem Papiervorschub von 20 cm/h für die erste Stunde des Versuchs, bzw. von 2 cm/h für die weitere Dauer des Versuchs gewählt. Bei der Verwendung von niederohmigen Meßstreifen machte sich das plötzliche Anlegen der Brückenspeisespannung in einer allmählichen Erwärmung des Meßstreifens bemerkbar, die wiederum mit einer Änderung des Widerstands verbunden war. Zur Beseitigung dieses Erwärmungseffektes wurden alle Meßstreifen durch Anlegen einer externen Gleichspannung, die der Brückenspannung

von 5 V entsprach, dauernd beheizt. Beim Einschalten einer Meßstelle wurde die externe Heizung automatisch abgeschaltet. Ein Blockschaltbild der hier beschriebenen Apparatur zur Messung und Registrierung der Verformung ist in Abb. 7 dargestellt.

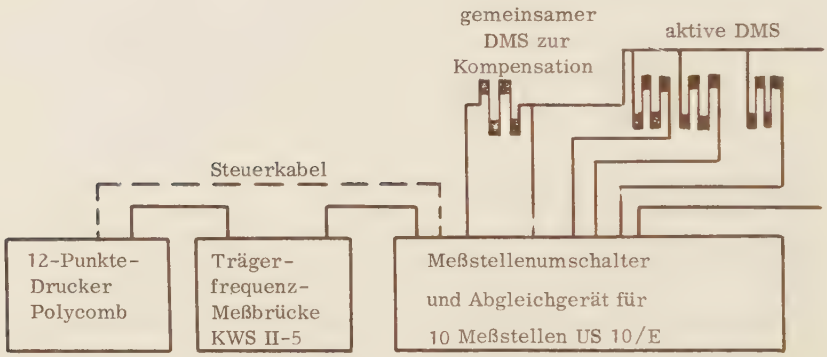


Abb. 7: Blockschaltbild der Verformungs-Meßeinrichtung

### 4.3. Beheizung der belasteten Gesteinsproben

Zur Beheizung der Gesteinsproben während der Belastung wurden Zylinderöfen mit geeigneten Abmessungen entwickelt. Als Heizdraht wurde Kanthal DSD-Draht mit einem Durchmesser von 0,8 mm und einem spezifischen Widerstand von $\varrho = 1{,}35$ Ohm·mm$^2$/m verwendet, der auf Sillimanitrohre aufgewickelt wurde. Sillimanitrohre wurden auch zur Wärmeisolation nach außen verwendet. Der Durchmesser der Öfen betrug 4,5 cm, die effektive Länge 20 cm. Mit Hilfe eines Regeltrafos konnte die Leistung zwischen 1 kW und 2 kW variiert werden. Bei sorgfältiger Abdichtung wurden im Ofeninneren Temperaturen bis 800$^0$C erreicht. Dabei wurden Temperaturschwankungen von 10$^0$C und darüber beobachtet. Sie waren durch Schwankungen der Netzspannung wie auch durch äußere Einflüsse verursacht (Konvektion im Ofenraum, Kühlsystem, Kontakt zwischen Probekörpern und Druckstempeln). Durch Stabilisierung der Netzspannung (1 ‰) wurde bei 500$^0$C eine Temperaturkonstanz von 1-2$^0$C beobachtet. Um die bei Verformungsmessungen mit Dehnungs-Meßstreifen erforderliche Temperaturkonstanz von 0,1-0,01$^0$C für einen Zeitraum von einigen Tagen zu erhalten, war daher eine Temperatur-Regelung erforderlich. Hierfür wurde nach Vorschlägen von Wittig (mündl.

Mitteilung 1966) ein Regelprinzip verwendet, das eine Verbesserung eines Zweipunkt-Reglers darstellt. Das Regelprinzip und die Meßanordnung wurde von Wittig und Kemeny (1960) ausführlich beschrieben, so daß hier darauf verzichtet wird. Der dabei notwendige Photozellen-Verstärker ist in Abb. 8 dargestellt. Die erreichte Temperaturkonstanz lag bei 0,01°C.

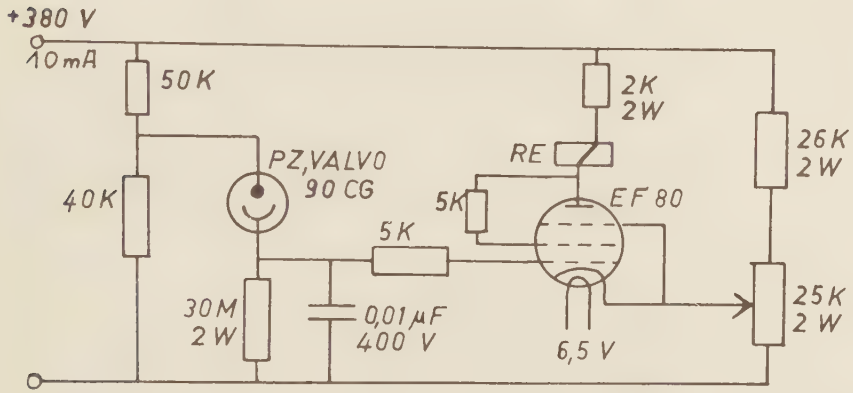


Abb. 8: Photozellen-Verstärker zur Temperaturregelung

## 5. Meßergebnisse

### 5.1. Beschreibung der beobachteten Kriechkurven und ihre analytische Darstellung

In Abb. 9 sind die gemessenen Kriechverformungen einiger Granitproben in Abhängigkeit von der Belastungsdauer dargestellt. Die Belastungsdauer betrug bei diesen Versuchen im Mittel 2 Stunden. Die Messung ging so vor sich, daß jede Gesteinsprobe zunächst bei konstanter Temperatur nacheinander verschiedenen, konstanten Belastungen ausgesetzt wurde, wobei nach jedem Belastungsversuch die Probe vollkommen entlastet wurde. Die darauffolgende Wiederbelastung wurde an der gleichen Probe erst vorgenommen, nachdem die zeitabhängige Rückverformung einen nahezu konstanten Wert erreicht hatte. Die Temperatur blieb während dieser Wartezeit (ca. 24 h) konstant. Wie sich zeigte, waren die Kriechkurven bei Wiederholung eines Belastungsversuchs gut reproduzierbar (abgesehen von der ersten Belastung, die daher nicht als Vergleich zu den übrigen Messungen herangezogen wird), sofern die angelegte Spannung weit unter der Bruchspannung des Gesteins lag ($\tau < 0{,}8 \cdot \tau_B$). Waren die Versuche bei einer

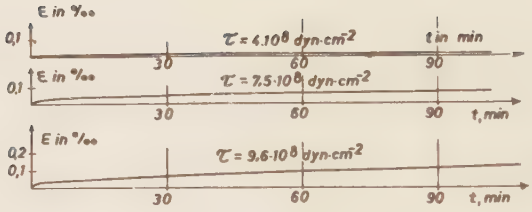


Abb. 9 a
G 2/1, T = 24°C

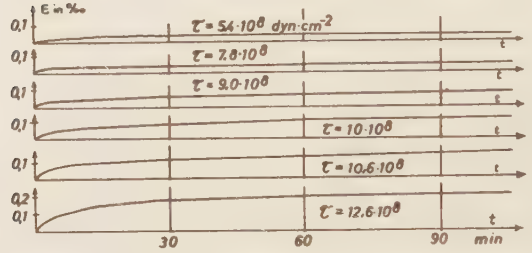


Abb. 9 b
G 2/1, T = 100°C

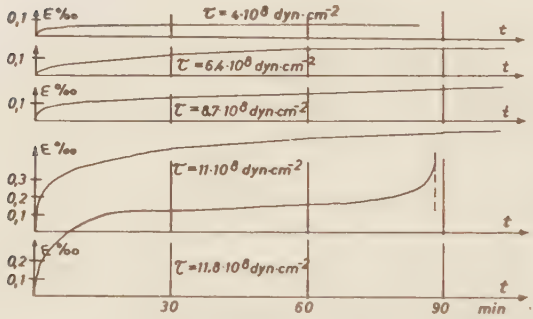


Abb. 9 c
G 2/1, T = 200°C

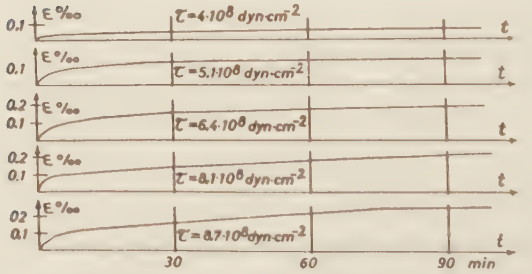


Abb. 9 d
G 2/2, T = 400°C

Abb. 9: Kriechverformung von 2 Granitproben parallel zur angelegten Spannung in Abhängigkeit von der Spannung $\tau$ und der Temperatur T.

Temperaturstufe abgeschlossen, so wurde die Temperatur auf die nächstfolgende Stufe erhöht. Die Probe war dabei unbelastet. Mit dem folgenden Belastungszyklus wurde solange gewartet, bis sich das neue Temperaturgleichgewicht eingestellt hatte.

Die Meßkurven zeigen im einzelnen folgende Ergebnisse:
Die Verformung $\varepsilon(t)$ nimmt in Abhängigkeit von der Belastungsdauer t zu, wobei die Verformungsgeschwindigkeit mit t abnimmt (vgl. Abb. 14). Bei kleinen Spannungen wird nach einiger Zeit ein Stadium mit einer scheinbar konstanten Verformungsgeschwindigkeit erreicht, die in einzelnen Fällen bereits nach kurzer Zeit unter der Meßgenauigkeit ($\dot{\varepsilon} \approx 10^{-9}$ sec$^{-1}$) lag (Abb. 9b, $\tau = 5{,}4 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$, T = 100°C). Bei Messungen mit mittlerer oder höherer Spannung verläuft der Verformungsprozeß auch nach 2 h Belastungsdauer noch mit deutlich abnehmender Verformungsgeschwindigkeit. Der Anstieg der Verformung zu Beginn des Versuchs ist umso steiler, je größer die aufgebrachte Spannung ist. Die zu einem Zeitpunkt t erreichte Gesamtverformung $\varepsilon(t)$ ist annähernd proportional zu $\tau$ und der Temperatur T (Abb. 10). In der Meßreihe erfolgte während eines Versuchs der Bruch einer Probe nach 90 Minuten Belastungsdauer, wobei die Kriechkurve bis unmittelbar zum Bruch gemessen wurde (Abb. 9c, $\tau = 11{,}8$ dyn/cm$^2$, T = 200°C). Die dabei gemessene Kriechkurve konnte entsprechend den Ausführungen in Kap. 2 in die Bereiche des Übergangskriechens mit abnehmender Verformungsgeschwindigkeit, des stationären Kriechens mit konstanter Verformungsgeschwindigkeit ($\dot{\varepsilon} = 1{,}6 \cdot 10^{-7}$ sec$^{-1}$) und den Bereich des Kriechens mit erneuter Zunahme der Verformungsgeschwindigkeit, das den Verformungsablauf bis zum Bruch bestimmt, eingeteilt werden (Abb. 14).

In den folgenden Abbildungen (Abb. 11, Abb. 12, Abb. 13) sind die Meßkurven von Langzeitversuchen ($t \approx 10^5$ sec) an Granit und Eklogit wiedergegeben. Die Ergebnisse sind den bereits beschriebenen Ergebnissen der Versuche mit relativ kurzer Belastungsdauer gleich. In der gewählten halblogarithmischen Darstellung der Meßkurven beider Gesteine kommt zum Ausdruck, daß die Verformungen für kleine Spannungen (Granit: $\tau = 5 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$, Eklogit: $\tau = 10^9$ dyn/cm$^2$) und bis zu Temperaturen von 200-300°C durch eine einfache logarithmische Zeitbeziehung von der Art

$$\varepsilon(t) = C_1 \ln C_2 \cdot t \tag{7}$$

wiedergegeben werden können. Bei höheren Spannungen oder höheren Temperaturen biegen die Kurven in der halblogarithmischen Darstellung von der Geraden ab.

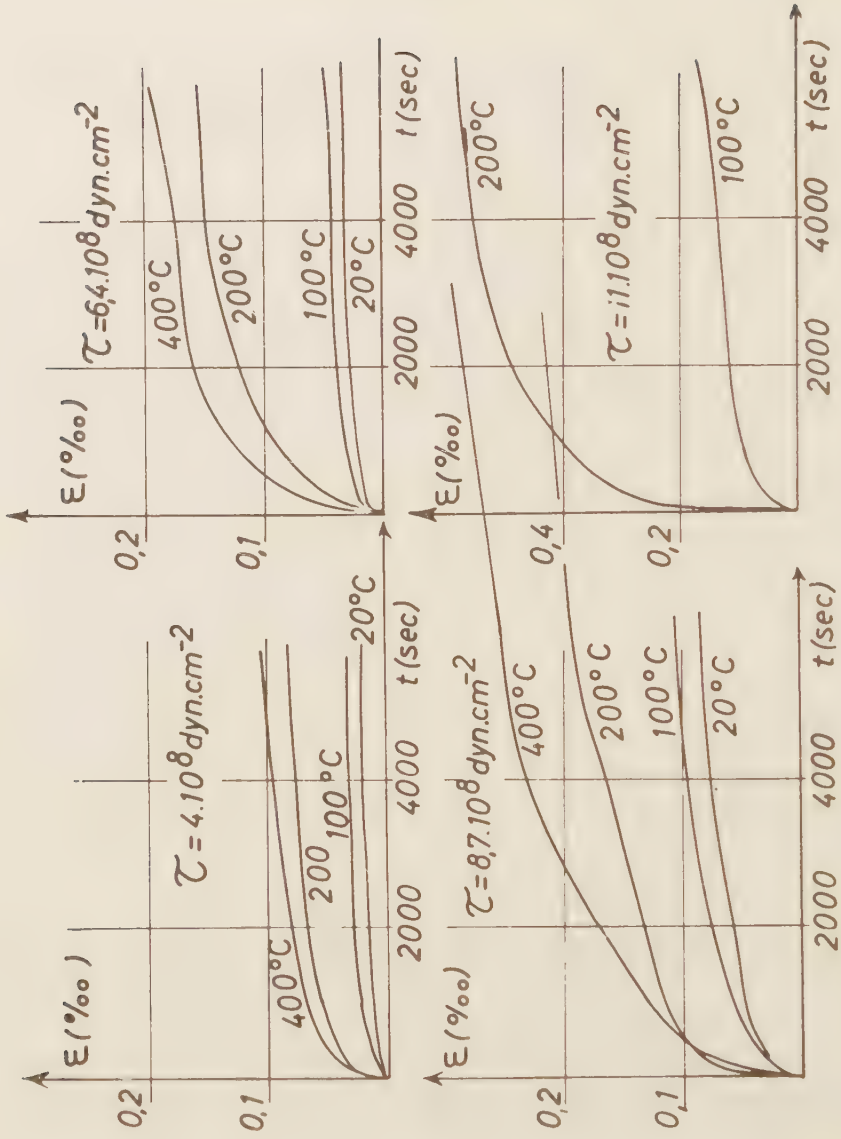


Abb. 10: Kriechkurven von Granit (G 2/1; G 2/2).

Die hier dargestellten Ergenbisse sind mit denjenigen aus Abb. 9 identisch. In der hier gewählten Darstellung wird der Einfluß der Temperatur verdeutlicht.

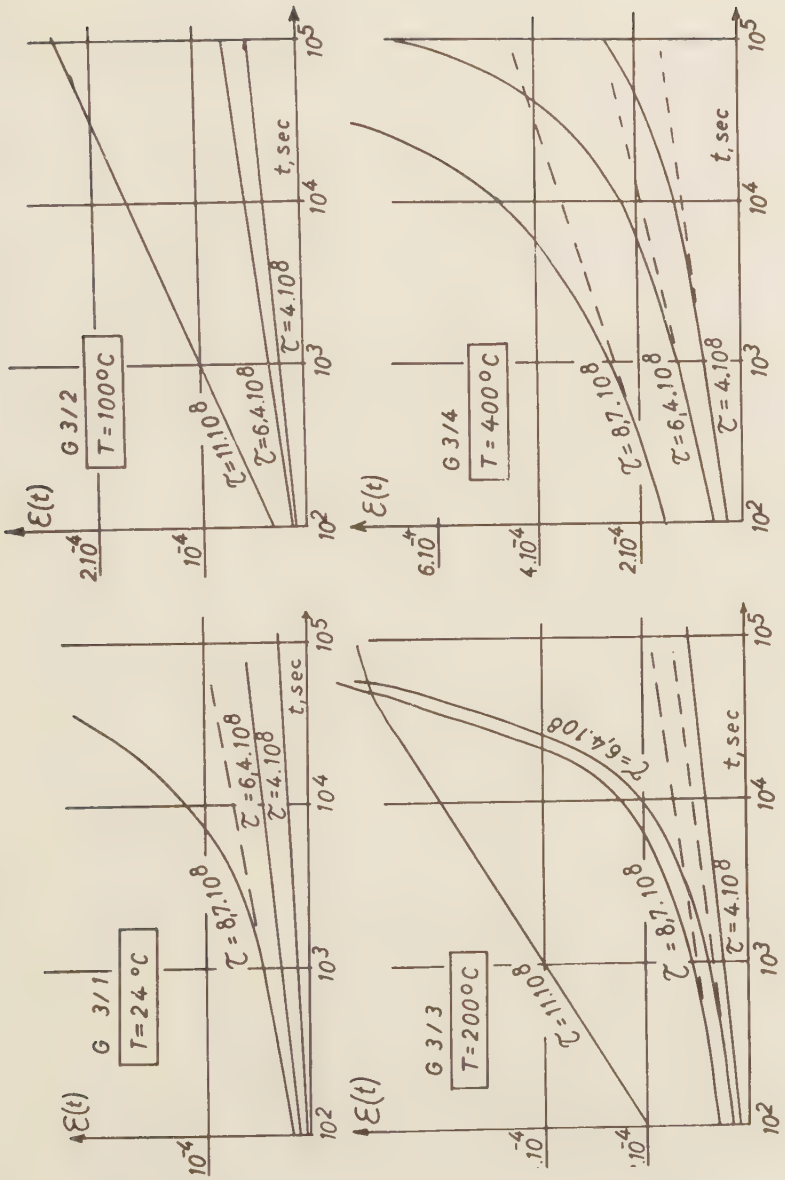


Abb. 11: Kriechverformung von 4 Granitproben (long.) als Funktion der Belastungsdauer t, der konstanten, einachsigen Druckspannung $\tau$ und der Temperatur.

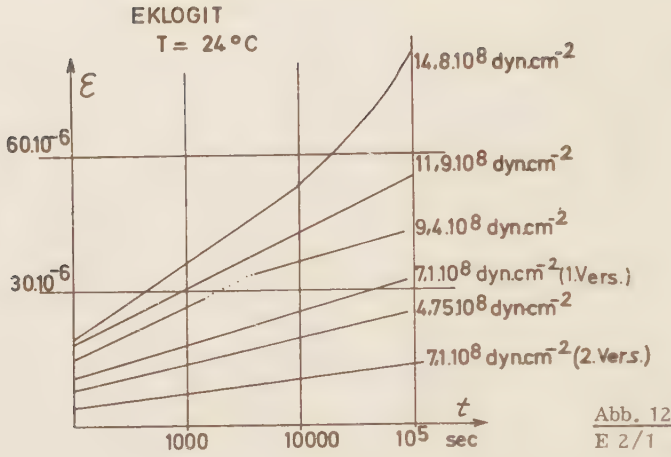


Abb. 12 a
E 2/1

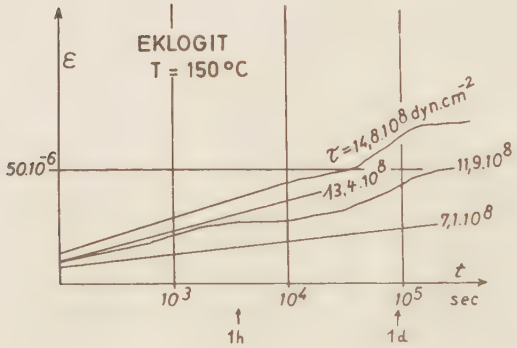


Abb. 12 b
E 2/2

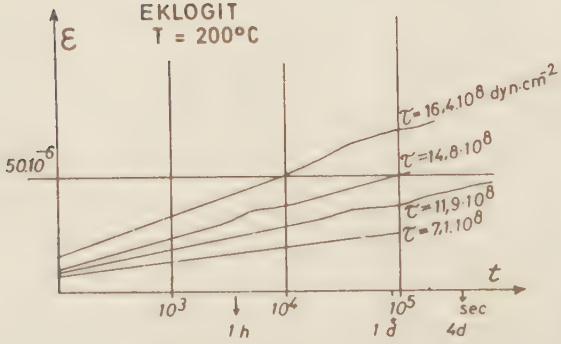


Abb. 12 c
E 2/3

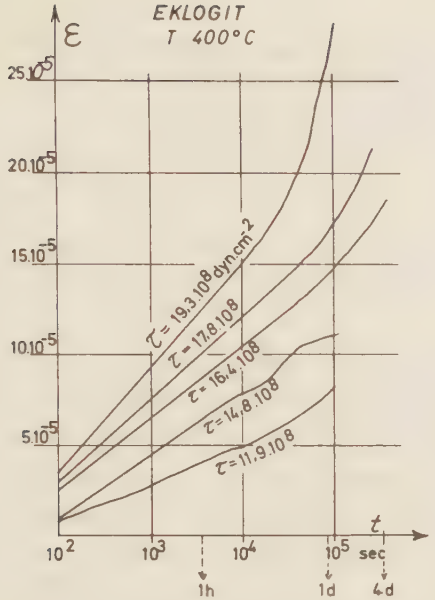


Abb. 12 d E 2/2

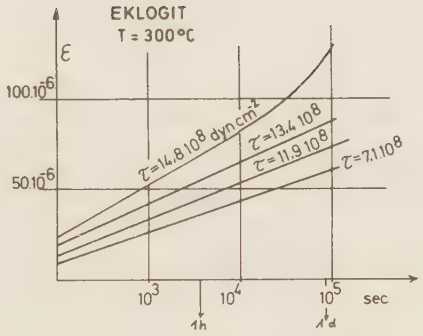


Abb. 12 e E 2/5

Abb. 12: Kriechverformung (long.) von 5 Eklogitproben in Abhängigkeit von der einachsigen, konstanten Druckspannung $\tau$ und bei Temperaturen bis 400°C. Die zugehörigen Kriechfunktionen sind in Tab. 4 zusammengestellt.

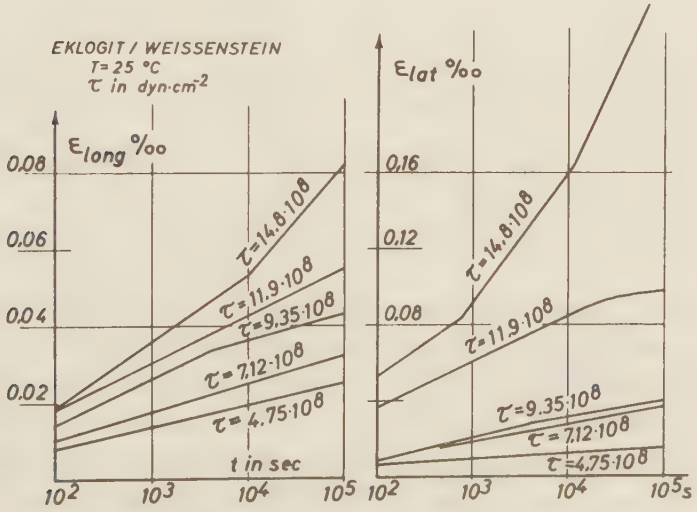


Abb. 13: Kriechverformung parallel und senkrecht ($\varepsilon_{long}$ bzw. $\varepsilon_{lat}$) zu der in Richtung der Zylinderachse angelegten Druckspannung.

Die Abweichungen können durch die in Kap. 2. erwähnte lineare Beziehung für die Newtonsche Flüssigkeit (vgl. Gl. (6)) mit guter Näherung beschrieben werden, so daß in diesem Fall die gesamte beobachtete, zeitabhängige Verformung durch die folgende Kriechfunktion wiedergegeben werden kann:

$$\varepsilon(t) = C_1 \ln C_2 \cdot t + C_3 \cdot t^m; \; m \approx 1 \tag{8}$$

Die im einzelnen bestimmten Kriechfunktionen für mehrere Proben beider Gesteine sind in Tab. 4 zusammengestellt.

Zur Ermittlung der Konstanten $C_1$, $C_3$ und des Exponenten m der Potenzfunktion (m nahe 1) wurde folgendes Verfahren benutzt. Man legt in der halblogarithmischen Darstellung durch den Anfangspunkt der Meßkurve auf der Zeitachse eine Hilfsgerade, die einen etwas kleineren Winkel mit der Zeitachse einschließt als die Tangente an die Meßkurve in diesem Punkt. Die Differenzen $\Delta\varepsilon$, die beide Kurven zu verschiedenen Zeitpunkten aufweisen, überträgt man auf Potenzpapier. Ergibt sich hier eine gekrümmte Kurve, so ändert man die Neigung der Hilfsgeraden so lange, bis man auf dem Potenzpapier eine Gerade erhält. Aus der Neigung ergibt sich der Exponent m des Potenzterms der Gl. (8). $C_3$ ermittelt man durch Einsetzen der zu verschiedenen Zeiten gebildeten Differenzwerte $\Delta\varepsilon$ in die Beziehung $C_3 = \Delta\varepsilon_t / t^m$. $C_1$ wird durch die Steigung der Hilfgeraden angegeben. Bei der praktischen Auswertung ergab sich, daß die Hilfsgerade nahezu mit der Tangenten an die Meßkurve zusammenfiel, da der Anteil des Potenzterms (linearen Terms) verglichen mit dem logarithmischen Anteil für kleine t nur wenig zur Gesamtverformung beitrug. In der halblogarithmischen Darstellung weist der lineare Term für kleine Zeiten außerdem ebenfalls einen angenähert linearen Verlauf auf, wie man aus der folgenden Entwicklung sieht:

$$C_3 t = C_3 e^{\ln t} = C_3 \left(1 + \frac{\ln t}{1!} = \frac{(\ln t)^2}{2!} + \ldots\right)$$

In den bisherigen Beispielen (Abb. 9-Abb. 12) wurden die zeitabhängigen relativen Längenänderungen der einachsig belasteten Gesteinsproben angeführt. Ein Beispiel für die zeitabhängigen relativen Querschnittsänderungen als Fuktion der Belastungsdauer und der Spannung ist in Abb. 13 wiedergegeben: Für kleine Spannungen ($\tau < 9{,}4 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$) erfolgte das Kriechen in longitudinaler und lateraler Richtung mit angenähert gleicher Verformungsgeschwindigkeit. Bei höheren Spannungen übertrifft das Kriechen in lateraler Richtung das Kriechen in logitudinaler Richtung um das doppelte bis vierfache, was einer erheblichen Volumenzunahme während der Dauerbelastung entspricht.

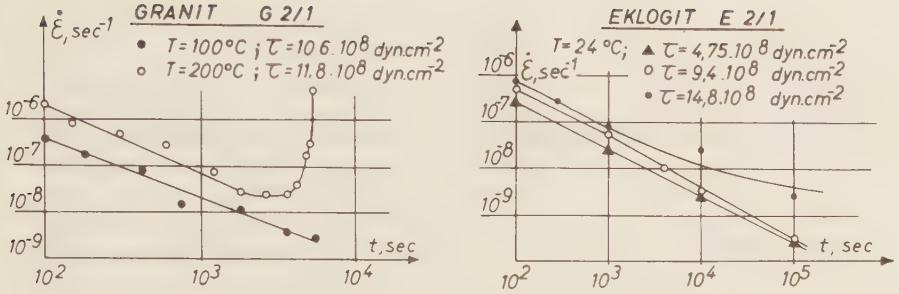


Abb. 14: Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}$ als Funktion der Belastungsdauer für verschiedene Spannungen und Temperaturen.

Granit G 2/1: Im Bereich des Übergangskriechens nimmt $\dot{\varepsilon}(t)$ mit angenähert $1/t$ ab, $\dot{\varepsilon}(t)$ bleibt im Bereich des stationären Kriechen konstant und nimmt bis zum Bruch der Probe wieder zu.
(G 2/1, T = 200°C, $\tau = 11{,}8 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$).

Eklogit E 2/1: Das Kriechen erfolgt mit abnehmender Geschwindigkeit, wobei $\dot{\varepsilon}(t) \sim 1/t$.

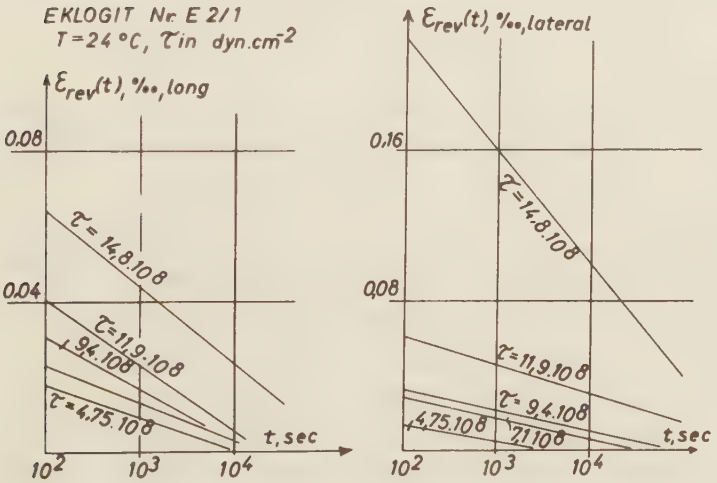


Abb. 15: Zeitabhängige Rückverformung nach der Entlastung von verschiedenen vorangegangenen Dauerbelastungen.

Tab. 4: Kriechfunktionen

a) Granit/Flossenbürg

| T, °C | $\tau$, dyn/cm$^2$ | $\varepsilon(t) = C_1 \ln 100 \cdot C_2 + C_1 \ln 100^{-1} \cdot t + C_3 \cdot t$ |
|---|---|---|
| 24 | $4{,}0 \cdot 10^8$ | $(4 + 3{,}4 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $6{,}4 \cdot 10^8$ | $(10 + 8{,}2 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $8{,}7 \cdot 10^8$ | $(18 + 11{,}6 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 5{,}1 \cdot 10^{-9}t$ |
| 100 | $4{,}0 \cdot 10^8$ | $(10 + 5{,}5 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $6{,}4 \cdot 10^8$ | $(14 + 8{,}5 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $11{,}0 \cdot 10^8$ | $(32 + 28{,}5 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| 200 | $4{,}0 \cdot 10^8$ | $(20 + 12{,}8 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $6{,}4 \cdot 10^8$ | $(32 + 17{,}6 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 10 \cdot 10^{-9}t$ |
| | $8{,}7 \cdot 10^8$ | $(59 + 18{,}0 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 10{,}1 \cdot 10^{-9}t$ |
| | $11{,}0 \cdot 10^8$ | $(200 + 85 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| 400 | $4{,}0 \cdot 10^8$ | $(28 + 18{,}3 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 0{,}5 \cdot 10^{-9}t$ |
| | $6{,}4 \cdot 10^8$ | $(55 + 28{,}2 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 4{,}5 \cdot 10^{-9}t$ |
| | $8{,}7 \cdot 10^8$ | $(150 + 42{,}5 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 10 \cdot 10^{-9}t$ |

b) Eklogit/Weißenstein

| | | |
|---|---|---|
| 24 | $4{,}75 \cdot 10^8$ | $(8 + 2{,}5 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $7{,}12 \cdot 10^8$ | $(10{,}5 + 3{,}1 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $9{,}35 \cdot 10^8$ | $(15 + 5{,}2 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | | $(15 + 4{,}3 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $11{,}9 \cdot 10^8$ | $(18 + 5{,}4 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $14{,}8 \cdot 10^8$ | $(19{,}5 + 7{,}2 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 12 \cdot 10^{-11}t$ |
| 150 | $7{,}12 \cdot 10^8$ | $(7 + 2{,}9 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $11{,}9 \cdot 10^8$ | $(10 + 4{,}5 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $13{,}4 \cdot 10^8$ | $(10 + 5{,}7 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $14{,}8 \cdot 10^8$ | $(13 + 7{,}7 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| 200 | $7{,}12 \cdot 10^8$ | $(7 + 2{,}6 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $11{,}9 \cdot 10^8$ | $(8 + 4{,}3 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $14{,}8 \cdot 10^8$ | $(9 + 5{,}8 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $16{,}4 \cdot 10^8$ | $(15 + 8{,}0 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| 300 | $7{,}12 \cdot 10^8$ | $(9 + 7{,}4 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $11{,}9 \cdot 10^8$ | $(13 + 8{,}5 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $13{,}4 \cdot 10^8$ | $(19 + 9{,}8 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $14{,}8 \cdot 10^8$ | $(23 + 12{,}4 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 18 \cdot 10^{-11}t$ |
| 400 | $11{,}9 \cdot 10^8$ | $(8 + 9{,}7 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $14{,}8 \cdot 10^8$ | $(10 + 14{,}0 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $16{,}4 \cdot 10^8$ | $(25 + 17{,}6 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6}$ |
| | $17{,}8 \cdot 10^8$ | $(29 + 20{,}4 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 20 \cdot 10^{-11}t$ |
| | $19{,}3 \cdot 10^8$ | $(35 + 24{,}4 \ln 10^{-2}t)\ 10^{-6} + 80 \cdot 10^{-11}t$ |

Wie sich an dieser Probe nachträglich zeigte, erfolgte die im Vergleich zur Längskontraktion beträchtliche Querschnittvergrößerung unter Spannungen die nahe der Bruchspannung dieser Gesteinsprobe lagen ($\tau_B = 15 \cdot 10^8$ dyn/cm$^2$). Dieses Ergebnis muß als Anzeichen für eine beginnende Zerstörung der Gesteinsprobe im mikroskopischen bzw. submikroskopischen Bereich gedeutet werden (Rummel 1965; vgl. auch Kap. 3.3.).

Bei der Entlastung nach vorangegangener Dauerbelastung zeigte sich, daß neben der augenblicklichen Rückverformung, die das Gestein als elastischer Körper erfährt, auch eine zeitabhängige Rückverformung $\varepsilon_R(t)$ auftritt. Ein Beispiel ist in Abb. 15 angegeben. Diese Rückverformung kann wieder mit guter Näherung durch eine logarithmische Zeitfunktion beschrieben werden, deren Konstanten sowohl von der Temperatur, der Belastungsdauer und der vorangegangenen Belastung abhängt. In den Fällen kleiner und mittlerer vorangegangener Belastungen stimmen die in den Kriechfunktionen (Gl.(7)) enthaltenen Konstanten $C_1$ ihrem Betrage nach mit den Konstanten überein, welche die Neigung der Kurven für die zeitabhängige Rückverformung angeben. Im Falle großer Spannungen oder bei höheren Temperaturen blieb ein erheblicher Teil der erzeugten Kriechverformung auch nach sehr langer Wartezeit zurück. Dieser entsprach etwa dem Anteil der Verformung, der durch den linearen Term der Kriechfunktion (8) dargestellt wird.

## 5.2. Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des logarithmischen Anteils der Kriechverformung

Entsprechend der bei verschiedenen konstanten Spannungen und Temperaturen durchgeführten Versuche konnte die Abhängigkeit des logarithmischen Anteils der Kriechverformung von der angelegten Spannung und der Temperatur untersucht werden. Für die Proben beider Gesteine wurde für kleine und mittlere Spannungen und Temperaturen in grober Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen $C_1$ und der Spannung $\tau$ bzw. der Temperatur T festgestellt (Abb. 16). In den Abbildungen ist die Temperatur auf der Ordinate in $^0$K aufgetragen. Für große Spannungen ($\tau \approx 0{,}8 \cdot \tau_B$) und Temperaturen von 300 bzw. 400$^0$C scheint dieser lineare Zusammenhang nicht mehr zuzutreffen. Aus den Darstellungen ist ersichtlich, daß in diesem Fall der Verformungsvorgang, der durch die logarithmische Zeitbeziehung beschrieben wird, mit wesentlich größerer Geschwindigkeit abläuft. Es kann weiter angenommen werden, daß eine Spannungs- und

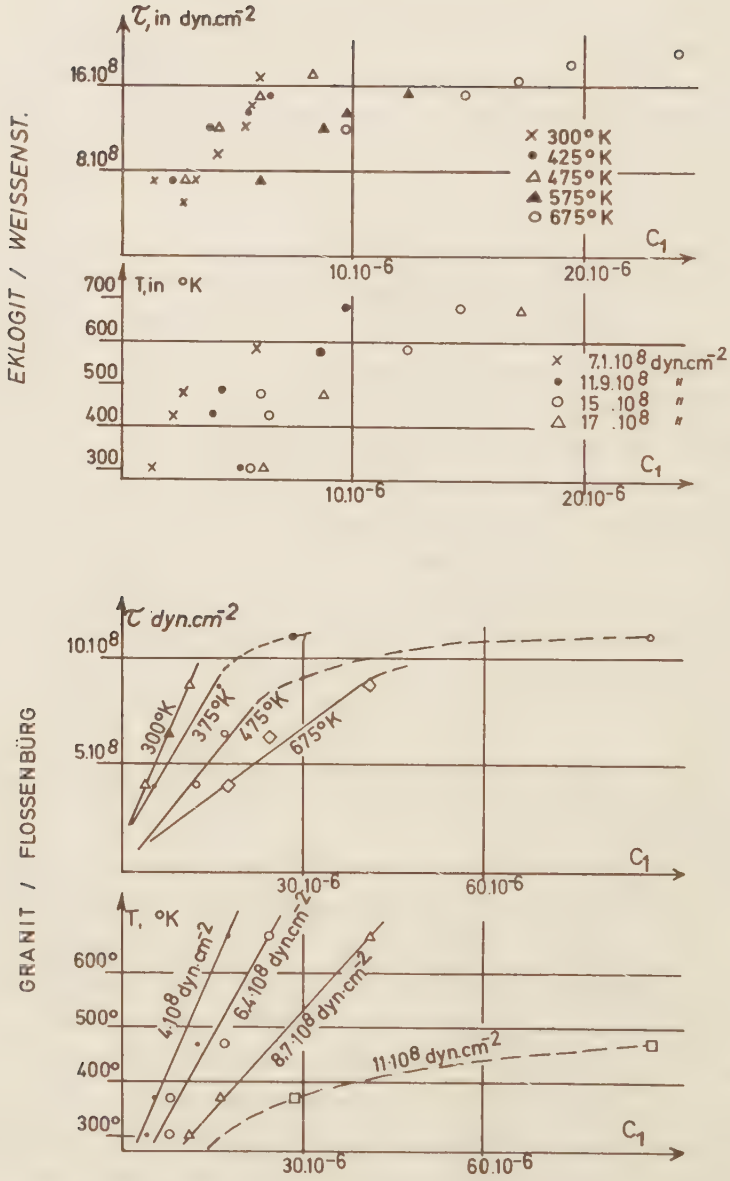


Abb. 16: Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Konstanten $C_1$ der beobachteten Kriechfunktionen

Temperaturabhängigkeit von $C_1$ auch bei sehr kleinen Spannungen und bei Temperaturen weit unterhalb der Raumtemperatur zu erwarten ist. Versuche dieser Art an Gesteinen sind nicht bekannt.
Die Abhängigkeit der Konstanten $C_3$ von $\tau$ und T wurde nicht verfolgt, da nur wenige Meßwerte dafür vorliegen.

## 5.3. Beobachtungen an Dünnschliffen

Es wurden eine Reihe von Dünnschliffen vom unbeanspruchten Gestein hergestellt sowie von Gesteinsproben, die den Belastungen und Temperaturen während der Versuche ausgesetzt waren. Anhand dieser Schliffe sollte festgestellt werden, ob sich Veränderungen in den Kristallen oder im Korngefüge mit Hilfe des Mikroskops optisch nachweisen lassen, die durch Belastung und Erwärmung während des Versuchs erzeugt waren. Als typische Merkmale, die von der Belastung herrühren, kommen Risse in den Kristallen oder Risse, die sich über mehrere Kristalle hinweg erstrecken, Zerstörung der Korngrenzen, Verbiegung einzelner Kristalle, Verzwilligungen oder das Auftreten der undulösen Auslöschung des Quarzes in Betracht. Sichbare Kennzeichen, die auf gleichzeitige Temperatureinwirkung schließen lassen, sind im allgemeinen Regelung im Gefüge, Neukristallisation, und das Verschwinden der undulösen Auslöschung des Quarzes.

Das Ergebnis der Untersuchungen war, daß beim Vergleich von Dünnschliffen von belastetem und unbelastetem Material keine der oben genannten Merkmale in einer derartigen Häufigkeit gefunden werden konnten, daß sie den während der Versuche beobachteten Verformungen zuzuordnen waren. Bei den untersuchten Gesteinen handelt es sich um Material, das deutliche Anzeichen tektonischer Beanspruchung erkennen läßt. Es treten deshalb alle Merkmale, die auf eine mechanische Beanspruchung hinweisen, bereits in Schliffen auf, die von unbelastetem Gesteinsmaterial hergestellt wurden.

Im einzelnen ist in den Graniten vor allem die undulöse Auslöschung des lappig erscheinenden Quarzes auffallend. Sie ist sowohl für das unbeanspruchte Gestein charakteristisch (Abb. 17) wie auch für Proben, die einer Dauerbelastung von mehreren Tagen ausgesetzt waren (Abb. 18). Auch nach Dauerversuchen bei Temperaturen von 400°C wurde die fleckige Auslöschung des Quarzes nicht behoben (Abb. 19). Risse, die besonders häufig in den Quarzen auftreten, sind meist durch Füllung mit Eisenhydroxyd braun gefärbt und sind deshalb als alte Risse anzusehen. In den Mikroklinen wurden ebenfalls kleine Risse gefunden, die im allgemeinen nicht den gesamten Kristall durchlaufen.

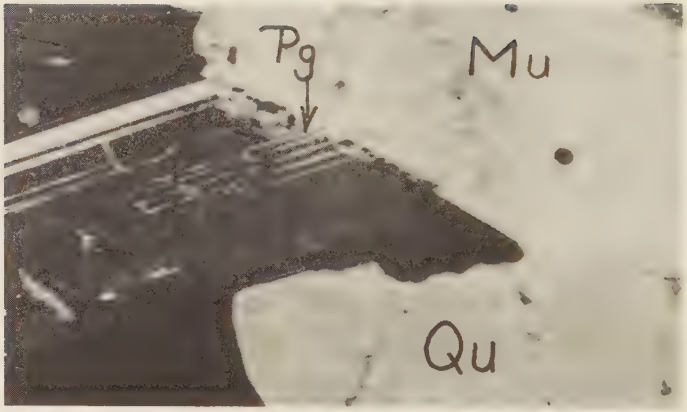


Abb. 17: Zwillingslamellen nach dem Albitgesetz im Plagioklas des unbeanspruchten Granits. Der Kern des Kristalls weist Serizitbildung auf. Der Qu zeigt undulöse Auslöschung. Der Mu ist stark nach (001) verbogen. Schliff-Nr. 14.

Abb. 18: Rißsysteme im Qu des Granits. Der Qu zeigt starke undulöse Auslöschung. Vorangegangene Dauerbelastung: $\tau = 10^9$ dyn/cm$^2$; T = 24°C. Schliff-Nr. 16.

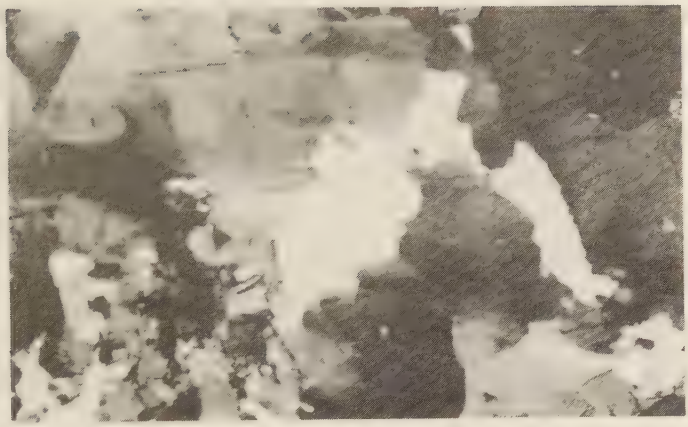


Abb. 19: Undulöse Auslöschung des Qu im Granit (G 2/4) nach einer Dauerbeanspruchung mit $\tau = 10^9$ dyn/cm$^2$ und bei T = 400°C. Risse im Qu sind mit Eisenhydroxyd gefüllt und erscheinen unter dem Mikroskop braun gefärbt. Schliff-Nr. 22.

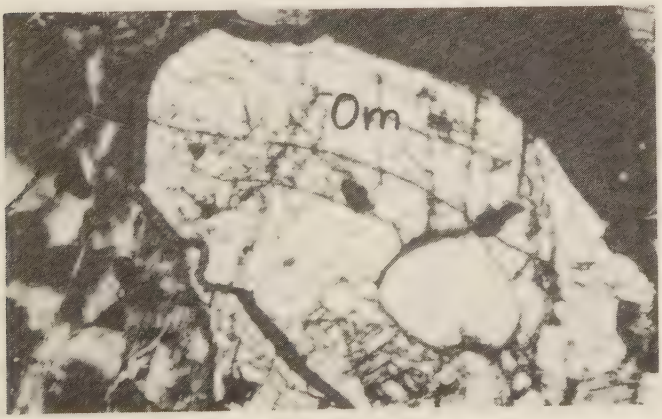


Abb. 20: Quarzeinschluß im Pyroxen des ursprünglichen Eklogits/Weißenstein. Der Qu weist kein Anzeichen einer mechanischen Beanspruchung auf. Auffallend ist, daß in den Pyroxenen die beiden tektonisch angelegten Rißsysteme nahezu symmetrisch zur gut ausgeprägten Spaltbarkeit nach (110) liegen. Schliff-Nr. 2.

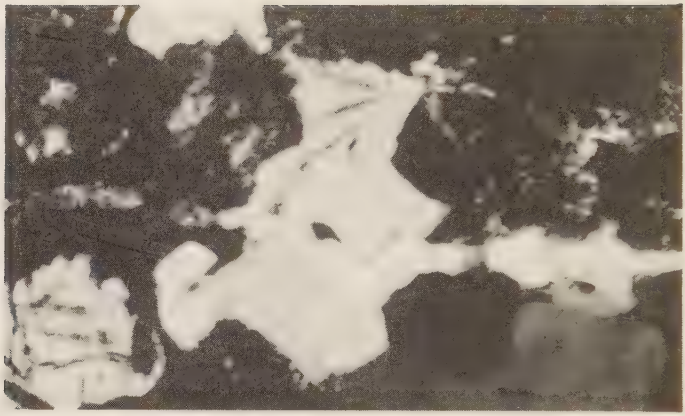


Abb. 21: Die zwischen den Pyroxenen liegenden Qu-Kristalle haben lappige Form und weisen tektonisch angelegte Störungen auf, die sich über mehrere angrenzende Kristalle fortsetzen. Eklogit E 2/1; vorangegangene Dauerbelastung $\tau = 1{,}5 \cdot 10^9$ dyn/cm$^2$ bei Raumtemperatur. Schliff-Nr. 4.

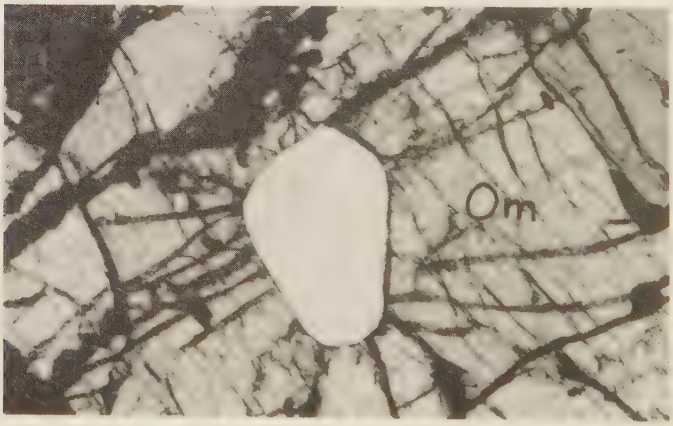


Abb. 22: Rundlicher Qu-Einschluß im Pyroxen des Eklogits (E 4) zeigt nach der Beanspruchung mit $\tau = 2{,}2 \cdot 10^9$ dyn/cm$^2$ bei T = 400°C keine Anzeichen einer mechanischen Einwirkung. Tektonisch angelegte Risse stehen angenähert senkrecht zur Oberfläche des Qu-Einschlusses und enden dort. Die Spaltbarkeit des Pyroxens nach (110) ist deutlich ausgeprägt. Schliff-Nr. 12.

Schwach verbogene Zwillingslamellen der Plagioklase wie auch stark nach ihrer Basisfläche (001) verbogene Muskovite sind ebenfalls als Kennzeichen tektonischer Beanspruchung zu deuten. Gefügeregelung oder Rekristallisation, die auf die Versuchsbedingungen zurückzuführen sind, wurden nicht beobachtet.

In den Dünnschliffen des Eklogits tritt Qu meist als rundliche Einschlüsse in den Omphaziten in Erscheinung. Er zeigt keine Merkmale einer mechanischen Verformung. Einige größere Risse wurden dagegen in Qu beobachtet, die an den Korngrenzen zwischen den Om aufsproßten und eine lappige Form zeigen. Die Risse gehen dabei von den benachbarten Om aus und durchqueren mehrere dieser Qu-Kristalle (Abb. 21). Diese Einzelerscheinungen wurden nur an Dünnschliffen von Proben beobachtet, die bei Raumtemperatur durch Spannungen nahe der Bruchspannung beansprucht waren, wobei jeweils während des Versuchs der Bruch eintrat. Das Ergebnis ist allerdings nur durch drei Beispiele belegt und läßt deshalb keine Schlußfolgerung zu. Unterschiede im Om und Granat wurden beim Vergleich von Schliffen unbeanspruchten und beanspruchten Eklogits nicht aufgefunden. Auffallend ist, daß die beiden beobachteten Rissysteme im Om nahezu symmetrisch zur gut ausgeprägten Spaltbarkeit nach (001) liegen (Abb. 20). Neukristallisation wurde nicht festgestellt.

## 5.4. Zusammenfassung der Meßergebnisse

1) Die Kriechverformung der hier untersuchten Gesteinsproben (Granite und Eklogite) können in guter Näherung durch eine rein logarithmische Zeitfunktion beschrieben werden, sofern die angelegten Spannungen klein gegenüber den Bruchspannungen sind ($\tau < 0{,}5\ \tau_B$) und die Temperatur unter 200-300°C liegt.

2) Bei höheren Spannungen und höheren Temperaturen können die Abweichungen von der erwähnten logarithmischen Beziehung durch eine lineare Zeitbeziehung angegeben werden, die den Verformungsvorgang für längere Belastungsdauer bestimmt. Die Geschwindigkeit des logarithmischen Terms der Kriechfunktion ist zu Beginn des Versuchs sehr groß ($\dot{\varepsilon}_{100\ sec} \approx 10^{-6} - 10^{-5}\ sec^{-1}$) und nimmt mit zunehmender Dauer der Belastung mit 1/t ab ($\dot{\varepsilon}_{100\ h} < 10^{-9}\ sec^{-1}$). Die Verformungsgeschwindigkeit des linearen Gliedes hat bei den angegebenen Spannungs- und Temperaturbedingungen einen Wert von $10^{-9} - 10^{-10}\ sec^{-1}$.

3) Die gesamte Kriechverformung beträgt nach einer Belastungsdauer von 100 h nur einige Prozent der Verformung des Gesteins als elastischer Körper. Sie hängt außer von der Belastungsdauer vom Gestein, $\tau$ und T ab.

4) Für die Konstante $C_1$ ergibt sich angenähert ein linearer Zusammenhang mit der angelegten Spannung und der Temperatur.

5) Die zeitabhängige Rückverformung des Gesteins kann ebenfalls durch eine rein logarithmische Zeitbeziehung gut angenähert werden, wobei die ursprüngliche Form der Proben in den meisten Fällen wieder erreicht wird. Die Verformung, die durch den linearen Term der Kriechfunktion erfaßt wird und sich dem logarithmischen Anteil der Verformung überlagert, ist nach der Entlastung irreversibel.

6) Bei der Untersuchung von Dünnschliffen von Proben, die sowohl einer Spannungs- wie auch einer Temperatureinwirkung unterlagen, konnten mit dem Lichtmikroskop keine Anhaltspunkte von Rißbildungen, die auf die Beanspruchung zurückzuführen waren, gefunden. Sichtbare Anzeichen für Rekristallisation, Korngrenzengleitung u.a. konnten bei diesen Untersuchungen nicht erwartet werden.

## 6. Betrachtung der Verformungsmechanismen in kristallinen Festkörpern

### 6.1. Einleitung

Vergleicht man die in der Literatur beschriebenen Kriechkurven, die an sehr unterschiedlichen Materialien (Einkristalle, Metalle, Gesteine, Eis) beobachtet wurden, so stellt man fest, daß sie in ihrer Form sehr ähnlich sind, sofern sie mit Hilfe ähnlicher Versuche und bei ähnlichen Versuchsbedingungen bestimmt wurden. Sie können in den meisten Fällen durch eine der in Kap. 2 angegebenen einfachen Beziehung gut beschrieben werden. Ihre Darstellung in dieser Form ist vom Experiment aus gesehen jedoch nicht zwingend.

Aufgrund der Ähnlichkeit der Kriechkurven liegt die Vermutung nahe, daß die ihnen zugrunde liegenden Verformungsmechanismen in allen kristallinen Festkörpern die gleichen sind. Es wird daher hier ein Versuch unternommen, eine Erklärung der beobachteten zeitabhängigen Verformungen der verwendeten Gesteine auf einem ähnlichen Wege zu geben, wie er für Metalle und Einkristalle mit Erfolg zur Beschreibung ihrer Inelastizität eingeschlagen wurde und zur Entwicklung theoretisch begründeter Kriechfunktionen führte.

Bei der Untersuchung der zeitabhängigen Verformungen der Metalle hat es sich in vielen Fällen als zweckmäßig erwiesen, die beobachteten Kriechkurven entsprechend Kap. 2. in die drei Bereiche des Übergangskriechens (mit abnehmender Verformungsgeschwindigkeit), des staionären Kriechens (Verformung mit konstanter Verformungsgeschwindigkeit) und des Kriechens mit erneuter Zunahme der Verformungsgeschwindigkeit zu unterteilen. Bei der Interpretation der Meßergebnisse wurden den drei Verformungsstadien häufig verschiedene Verformungsmechanismen zugeordnet.

Bei den hier beschriebenen Versuchen an Proben aus Granit und Eklogit war der Verformungsprozeß dadurch ausgezeichnet, daß die Verformungsgeschwindigkeit mit der Belastungsdauer abnahm. Der Verformungsprozeß, der dem linearen Zeitgesetz entspricht, bestimmt den gesamten Verformungsprozeß wegen der sehr geringen Verformungsgeschwindigkeit ($\dot{\varepsilon} \approx 10^{-10}\ \mathrm{sec}^{-1}$) erst nach sehr großer Belastungsdauer und soll ebenso wie der in einem Fall beobachtete Verformungsprozeß mit erneuter Zunahme der Verformungsgeschwindigkeit im folgenden nicht näher betrachtet werden. Die Meßergebnisse können daher im wesentlichen dem Übergangskriechen zugeordnet

werden, wobei zu betonen ist, daß die während der Belastungsdauer erfolgte Kriechverformung nach der Entlastung zeitlich verzögert reversibel war. In der Literatur wird diese Art der Verformung als "elastische Nachwirkung" bezeichnet. Zener (1948) hat hierfür den Begriff der "Anelastizität" eingeführt. Der Unterschied zur Verformung des plastischen Körpers besteht darin, daß bei der Verformung des anelastischen Körpers die während der Verformung entstehenden sogenannten inneren Spannungen (vgl. Kap. 6.4.1.) nicht abgebaut werden. Der innere Zustand im Körper wird dabei so verändert, daß die inneren Spannungen nach der Wegnahme der äußeren Spannungen eine Rückverformung in den Ausgangszustand bedingen.

Die Theorie des Übergangskriechens der Metalle wurde in den Grundzügen von Becker und Boas (1929) und Orowan (1947) entwickelt und von Mott und Nabarro (1948), Nabarro (1952), Cottrell (1952), Mott (1952, 1953, 1956) und Seeger (1958) mit der Vorstellung von Versetzungen im Kristallgitter weitergeführt. Die Versetzungstheorie in der Form, wie sie von Mott und Nabarro angegeben worden ist, wurde von Misra und Murell (1965) erstmals zur Erklärung des Übergangskriechens der Gesteine herangezogen. Die dabei verwendete Modellvorstellung reicht nicht aus, eine evt. Anelastizität der Gesteinskörper zu berücksichtigen.

Der Grundgedanke aller dieser Arbeiten ist der folgende:
Im Material sind eine Vielzahl von Abweichungen von der regelmäßigen Anordnung der Atome auf Gitterplätzen vorhanden. Diese sind Schwächestellen im Material und können durch Schwankungen in der Verteilung der thermischen Energie Bewegungen von Massenteilchen verursachen, die sich als Verformung des betrachteten Körpers äußert. Die Wahrscheinlichkeit für derartige Prozesse ist temperaturabhängig und ist im allgemeinen entsprechend der Annahme von Boltzmann durch einen Faktor $\exp(-U/kT)$ gekennzeichnet, worin k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur bedeuten. Die Energie U, die Aktivierungsenergie, hängt von der Art des die Verformung bestimmenden atomaren Mechanismus ab. Ein Maß für die Wirkung einer äußeren Kraft bildet die sog. lokale Spannungsenergie $v \cdot \tau$ (Alefeld 1961; vgl. Kap. 6.4.), d.h. der Energie, welche die durch die äußere Kraft am Ort der jeweils betrachteten Schwächestelle erzeugte Spannung $\tau$ zur Überwindung des Potentialberges U beiträgt. v hat die Dimension eines Volumens und wird als Aktivierungsvolumen bezeichnet (Seeger 1958). v hängt von der Art des atomaren Mechanismus ab. (Die Verwendung der Größe v bei der Betrachtung der korrelierten Bewegung einer größeren Anzahl von Atomen ist nicht

ganz unproblematisch, da dem Produkt $v \cdot \tau$ die Vorstellung zugrunde liegt, die man für die thermische Aktivierung eines einzelnen Atoms entwickelt hat. In der folgenden Betrachtung wird der Begriff der lokalen Spannungsenergie $v \cdot \tau$ beibehalten, ohne jedoch die Größe v zu spezifizieren).

Wie Aktivierungsenergie und Aktivierungsvolumen den Verformungsprozeß bestimmen, soll an einem einfachen Modell gezeigt werden, das bereits von Alefeld (1961) angenommen wurde.

## 6.2. Einfaches Modell für einen Verformungsprozeß in einem Festkörper

Die aktivierbaren Elemente in einem Material sollen zwei verschiedene Gleichgewichtslagen haben, auf welche sie sich im spannungsfreien Zustand statistisch verteilen (Abb.23). Die Wahrscheinlichkeit W für einen Sprung eines Elementes in der Zeiteinheit in die andere Gleichgewichtslage beträgt dabei:

(9) $$W = \nu \cdot \exp(-U/kT)$$

$\nu$ ist ein Frequenzfaktor, der die Schwankung in der Verteilung der thermischen Energie kennzeichnet. Unter der Wirkung einer äußeren Kraft, die am Ort des aktivierbaren Elements die Spannung $\tau$ verursacht, sei eine der beiden Gleichgewichtslagen dadurch bevorzugt, daß durch die Spannung zur Überwindung der Potenitialschwelle U die Arbeit $v \cdot \tau$ geleistet wird, während beim Zurückspringen von den thermischen Schwankungen entgegen der Richtung von $\tau$ die Arbeit $v \cdot \tau$ aufgebracht werden muß.

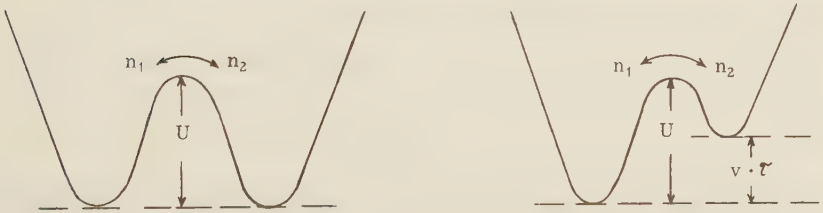


Abb. 23: Einfacher Aktivierungsprozeß

Für diesen Fall gelten dann die folgenden Beziehungen:

(10) $$\frac{dn_1}{dt} = -n_1 \nu \cdot \exp\left[-(U - v\cdot\tau)/kT\right] + n_2 \nu \cdot \exp\left[-(U + v\cdot\tau)/kT\right]$$

(11) $$\frac{dn_2}{dt} = n_1 \nu \cdot \exp\left[-(U - v\cdot\tau)/kT\right] - n_2 \nu \cdot \exp\left[-(U + v\cdot\tau)/kT\right]$$

(12) $$n_1 + n_2 = N$$

$n_1$ = Zahl der aktivierbaren Elemente in Lage 1

$n_2$ = Zahl der aktivierbaren Elemente in Lage 2

N = Gesamtzahl der Elemente

Die makroskopisch zu beobachtende Verformung beträgt:

(13) $$\varepsilon = \varepsilon_0 (n_2 - n_1)$$

wobei $\varepsilon_0$ den Verformungsbeitrag des einzelnen aktivierten Elements zur Gesamtverformung darstellt. Für die Verformungsgeschwindigkeit erhält man aus Gl. (10) bis Gl (13) folgende Beziehung:

(14) $$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\left(\varepsilon - \frac{N}{2}\varepsilon_0 \operatorname{Tg}\frac{v\cdot\tau}{kT}\right)\cdot 2\nu \cdot \exp(-U/kT)\cos\frac{v\cdot\tau}{kT}$$

Für kleine Spannungen ($v\cdot\tau/kT \ll 1$) ergibt sich aus Gl. (14) eine Beziehung, die das Verhalten des Kelvinkörpers unter konstanter Spannung beschreibt:

(15) $$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{t_R}(\varepsilon - \varepsilon_{t\to\infty})$$

$t_R$ bezeichnet seine Relaxationszeit, $\varepsilon_{t\to\infty}$ bezeichnet die Kriechverformung unter konstanter Belastung für $t \to \infty$.

$t_R$ und $\varepsilon_{t\to\infty}$ sind durch die Beziehungen gegeben:

(15a) $$\frac{1}{t_R} = 2\nu \cdot \exp(-U/kT)$$

(15b) $$\varepsilon_{t\to\infty} = \frac{N}{2}\varepsilon_0 \frac{v\cdot\tau}{kT}$$

Für die Auswertung zur Bestimmung von U und v reichen die beiden Beziehungen nicht aus, da sie als Unbekannte noch die Größen $\varepsilon_0$, N und $\nu$ enthalten. Zur Bestimmung des Aktivierungsvolumens können bei dem hier betrachteten Relaxationsprozeß jedoch Abweichungen von der linearen Beziehung zwischen Spannung und $\varepsilon_{t\to\infty}$, die nur für kleine

Spannungen gültig ist, benützt werden. Durch Reihenentwicklung des Cos bzw. Tg in Gl. (14) erhält man für $t_R$ und $\varepsilon_{t\to\infty}$

(16) $$\frac{1}{t_R} = 2\nu \cdot \exp\left[-(U/kT)\right]\left(1 + \tfrac{1}{2}\left(\frac{v\cdot\tau}{kT}\right)^2 + \ldots\right)$$

(17) $$\varepsilon_{t\to\infty} = \frac{N}{2}\,\varepsilon_0\,\frac{v\cdot\tau}{kT}\left(1 - \tfrac{1}{3}\left(\frac{v\cdot\tau}{kT}\right)^2 + \ldots\right)$$

Für kleine Abweichungen von der linearen Beziehung (15b) kann man die Reihenentwicklung nach dem quadratischen Glied abbrechen. Die Verformungsgeschwindigkeit kann in diesem Fall durch die folgende Beziehung angegeben werden:

(18) $$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\left[\varepsilon - \frac{N}{2}\,\varepsilon_0\,\frac{v\cdot\tau}{kT}\left(1 - \tfrac{1}{3}\left(\frac{v\cdot\tau}{kT}\right)^2\right)\right] 2\nu \cdot \exp(-U/kT)\left(1 + \tfrac{1}{2}\left(\frac{v\cdot\tau}{kT}\right)^2\right)$$

Durch Vergleich von Gl. (18) mit Gl. (15) findet man für die relative Änderung der Relaxationszeit $t_R$ und der Kriechgrenze $\varepsilon_{t\to\infty}$ die Beziehungen:

(19) $$\frac{\Delta\left(\frac{1}{t_R}\right)}{\frac{1}{t_R}} = \tfrac{1}{2}\left(\frac{v\cdot\tau}{kT}\right)^2$$

(20) $$\frac{\Delta\varepsilon_{t\to\infty}}{\varepsilon_{t\to\infty}} = -\tfrac{1}{3}\left(\frac{v\cdot\tau}{kT}\right)^2$$

Beide Gleichungen liefern das Verhältnis von Spannungsenergie $v\cdot\tau$ zu kT.

## 6.3. Gitterfehler und ihre Bedeutung für die Verformung

Nach Seeger (1956) kann man die Gitterfehler in kristallinen Festkörpern in drei Gruppen einteilen:

a) atomare Gitterfehler (Punktfehler): Gitterlücken (Fehlstellen), Zwischengitteratome, Atome auf falschen Gitterplätzen (Substitutionsatome);

b) Versetzungslinien (Versetzungen);

c) Korngrenzen, Zwillingsgrenzen, Phasengrenzen.

Entsprechend dieser Einteilung unterscheidet man verschiedene Verformungsmechanismen, deren Beiträge zur Gesamtverformung eines Körpers von den herrschenden Versuchsbedingungen abhängen. Verschiedene dieser Mechanismen werden im folgenden betrachtet.

6.3.1. Atomare Gitterfehler (Punktfehler)

Ein am absoluten Nullpunkt als ideal angenommender Kristall besitzt bei Temperaturen oberhalb des absoluten Nullpunkts eine Anzahl von Leerstellen und Zwischengitteratome im thermischen Gleichgewicht. Die Leerstellen bilden im allgemeinen sogenannte Schottky-Fehlordnungen, wobei die bei der Bildung von Gitterlücken entstandenen Zwischengitteratome an eine freie Oberfläche (Korngrenze, Phasengrenze) gewandert sind. Bei den Leerstellen in den Silikaten handelt es sich um unbesetzte Gitterplätze des Kationen- bzw. Anionengitters. Mit der Annahme einer mittleren Aktivierungsenergie für die Bildung einer Leerstelle im Kationengitter der Silikate von 1,3 eV erhält man eine Leerstellen-Konzentration von $10^{-22}$. Da die Bildungsenergie einer Leerstelle im Anionengitter wesentlich höher sein dürfte (3-6 eV; vgl. Gordon 1965), ist dort eine wesentlich geringere Leerstellen-Konzentration zu erwarten.

Trotz dieser geringen Konzentration können Leerstellen in kristallinen Materialien, an denen äußere Spannungen angreifen, mit Hilfe eines von Nabarro (1948, 1967) angegebenen Diffusionsmechanismus einen Beitrag zur Verformung des Materials (insbesondere metallischer Körper) liefern. Eine quantitative Theorie dieses Diffusionskriechens wurde für dichtest-gepackte einatomige Kristallstrukturen von Herring (1950) in Erweiterung der Nabarroschen Vorstellungen entwickelt. Die Grundannahmen des Modells von Herring-Nabarro sind dabei die folgenden:

a) Die Wanderung von Leerstellen entspricht einem Materialtransport in umgekehrter Richtung.

b) Bei der Bewegung der Leerstellen um einen Atomabstand a entgegen der Richtung der äußeren Spannung $\tau$ wird von der äußeren Spannung die Arbei $a^3 \cdot \tau$ geleistet.

c) Als Aktivierungsenergie ist die Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion erforderlich, die gleich der Summe aus Bildungs- und Wanderungsenergie der Leerstellen ist.

Für die Verformungsgeschwindigkeit eines polykristallinen Körpers, an dem eine äußere Spannung $\tau$ angreift, erhält man dann unter der Voraussetzung, daß sich in den Kristallkörnern keine stationären Quellen und Senken für Leerstellen befinden und die in den Korngrenzen wirksamen Scherspannungen zu vernachlässigen sind, die Beziehung:

(21) $$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{D \cdot \tau \cdot a^3}{10\, R^2 \cdot kT}$$

wobei R der Kornradius, D die Diffusionskonstante, k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur ist. In strenger Form gilt (21) nur für einatomige Kristallstrukturen. Jedoch sollte man erwarten können, daß Gl. (21) auch auf Kristallstrukturen angewendet werden kann, die aus verschiedenen Atomen aufgebaut sind. Man muß dabei annehmen, daß die Verformungsgeschwindigkeit des Systems durch die Diffusionsgeschwindigkeit der am leichtest beweglichen Atom- bzw. Ionenart bestimmt wird.

Mit Gl. (21) wäre eine grobe Abschätzung der durch den Leerstellenmechanismus zu erwartenden Verformungsgeschwindigkeit der Gesteine möglich, sofern Zahlenwerte für D der Silikate vorliegen und man die Strukturvorstellung der Metalle auf die Silikate verwendet. Unter den Nichtmetallen wurde das Diffusionskriechen in Korund ($Al_2O_3$), $UO_2$, BeO und Periklas (MgO) untersucht (vgl. Gordon 1965). Die Versuche bestätigen die Gültigkeit von Gl. (21), wobei für die Diffusionskonstante D die Beziehung erhalten wurde:

(22) $$D = D_0 \cdot \exp(-U_D/kT)$$

Hier bedeuten $D_0$ eine Materialkonstante ($cm^2\ sec^{-1}$) und $U_D$ die Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion. Für die Diffusion von $Mg^{++}$ bzw. $O^{--}$ im Periklas wurden für $U_D$ die Werte 3,4 eV bzw. 5,2 eV gefunden, wobei $1 < D_0 < 10\ cm^2\ sec^{-1}$ war. Werte von dieser Größenordnung sind auch für $SiO_2$-Strukturen zu erwarten, was dann bedeuten würde, daß eine Diffusion im $SiO_2$-Gitter bei den hier verwendeten Spannungen und Temperaturen als Verformungsmechanismus vernachlässigt werden kann ($\dot{\varepsilon} \ll 10^{-11}\ sec^{-1}$). Werte für $U_D$ für die Leerstellen-Diffusion im Kationengitter der Silikate sind nicht bekannt. Mit dem oben bereits genannten Wert von $U_D$ = 2,6 eV würde eine Leerstellen-Diffusion erst in der Nähe des Schmelzpunkts einen wesentlichen Beitrag zur Verformungsgeschwindigkeit liefern, selbst wenn man für R die Lineardimension der Mosaikstruktur der Kristalle annimmt.

Für die Verformungsgeschwindigkeit, die sich durch die Wanderung von Fremdatomen, insbesondere von Zwischengitteratomen, im Spannungsfeld im Kristall ergibt, dürften ähnliche Betrachtungen zutreffen. Außerdem wird dabei die durch das $SiO_2$-Gerüst gebildete Kristallstruktur nur sehr wenig verformt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß durch die Wanderung atomarer Gitterfehler bei Temperaturen bis zu 400°C noch kein Beitrag zur Verformung bei den hier verwendeten Belastungsdauern von einigen Tagen zu erwarten ist. Keinesfalls kann der

beobachtete Verformungsanteil, der durch die logarithmische Zeitfunktion beschrieben wird, durch einen Diffusionsmechanismus erklärt werden.

### 6.3.2. Korngrenzen

Für die Struktur der Korngrenzen (Großwinkelkorngrenzen) bei polykristallinen Materialien wurden in der Literatur verschiedene Modellvorstellungen diskutiert (Seeger 1955). Es erscheint jedoch als gesichert, daß keines dieser Modelle die bis heute bekannten wichtigsten Eigenschaften der Korngrenzen in ihrer Gesamtheit wiederzugeben vermag. Allgemein können sie gegenüber dem Kristallinnern als Bereiche außerordentlicher Unordnung betrachtet werden, in denen "unkristallographische" Zwischenlagen, in denen die Atome nicht auf Gitterplätzen sitzen, mit Bereichen abwechseln, in denen die Gitter der benachbarten Kristalle unmittelbar aneinandergrenzen. Die Bedeutung der Korngrenzen bezüglich der Inelastizität eines polykristallinen Körpers liegt vor allem darin, daß die einzelnen Kristalle entlang der Korngrenzen relativ zueinander beweglich sind (Korngrenzengleitung) und daß Diffusionsvorgänge bevorzugt in den Bereichen der Korngrenzen ablaufen.

Die Korngrenzengleitung unter dem Einfluß einer äußeren konstanten Spannung wurde eingehend von Kê (1948, 1949, 1950) und Zener (1948) untersucht. Als wichtigstes Ergebnis ihrer Untersuchungen fanden sie, daß die Geschwindigkeit v, mit der sich zwei Kristalle entlang ihrer Grenzfläche aufgrund einer in der Grenzfläche wirksamen Scherspannung $\tau$ gegeneinander verschieben, durch die Beziehung angegeben werden kann:

(22) $$v = \frac{\tau}{\eta}; \quad \eta = \eta_0 \cdot \exp(U_K/kT)$$

Entsprechend dieser Beziehung wurde die Korngrenze von Ke und Zener als viskose Zwischenschicht gedeutet, deren Viskosität $\eta$ bezüglich ihrer Temperaturabhängigkeit durch die Aktivierungsenergie $U_K$ bestimmt wird. Ke nahm an, daß die Aktivierungsenergie $U_K$ angenähert die Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion ist.

In polykristallinen Körpern sind die Kristalle entlang der Korngrenzen, die bei Gesteinen meist auch Phasengrenzen darstellen, relativ zueinander nicht frei beweglich. Mit zunehmender Verschiebung benachbarter Körner gegeneinander entstehen durch die elastische Verformung der angrenzenden Bereiche der Nachbarkristalle Gegenspannungen. Diese können bewirken, daß bei konstanter äußerer Spannung die in den

Korngrenzen wirksame Scherspannung allmählich erniedrigt wird und so die Verschiebung der Kristalle einen endlichen Wert erreicht. Nach der Wegnahme der äußeren Spannung können die während der Verschiebung der Körner entstandenen Gegenspannungen ein Zurückgleiten in die Anfangslage bewirken. Der durch die Gleitung an Korngrenzen verursachte Nachwirkungseffekt wird besonders deutlich bemerkbar sein, wenn die Relaxationszeit $t_R$ der Korngrenzengleitung.

(23) $$t_R = \frac{1}{\nu_0} \exp(U_K/kT) \qquad \nu_0 = \text{Debye-Frequenz}$$

mit der Meßdauer vergleichbar ist (Buschhorn 1959). Legt man der Berechnung von $t_R$ eine Aktivierungsenergie $U_K$ = 1,3 eV zugrunde, erhält man für Temperaturen oberhalb T = 100°C für $t_R$ Werte, die um einige Größenordnungen kleiner sind, als die Meßdauer, die ja einige Stunden oder Tage beträgt. Dieses Ergebnis bedeutet, daß Gleitung auf den Korngrenzen als Verformungsmechanismus zur Erklärung der elastischen Nachwirkung oberhalb der Raumtemperatur beachtet werden muß.

Alle Betrachtungen, die von der Vorstellung des Modells nach Kê für die Korngrenzen ausgehen, führen zu Kriechfunktionen, die das Verhalten des Kelvin-Körpers beschreiben. Die bei den hier beschriebenen Versuchen beobachtete anelastische Kriechverformung, die durch eine logarithmische Zeitbeziehung gut angenähert wird, kann nicht durch die Annahme des von Kê angegebenen Modells der Korngrenzen erklärt werden, in der die Viskosität unabhängig von der wirksamen Spannung ist. Eine Erweiterung des Modells würde bedeuten, die Viskosität durch eine Pseudo-Viskosität $\eta^*$ zu ersetzen, die von der Spannung abhängt:

(24) $$\eta = \eta_0 \exp(-(U_K - v \cdot \tau)/kT)$$

$U_K$ = Aktivierungsenergie im spannungsfreien Zustand

$\tau = \tau_a - \tau_i(t)$ wirksame Scherspannung.

Wie diese Betrachtung weiter zeigt, kann damit die beobachtete Kriechfunktion angenähert werden. Auf eine ausführliche Darstellung sei hier verzichtet, da sie mit der im Kap. 6.4. ff. gegebenen Behandlung formal übereinstimmt.

Nach experimentellen Untersuchungen von Parker und Washborn (1956) und von Kê (1950) kann die Korngrenzengleitung jedoch dann vernachlässigt werden, wenn in den Korngrenzen

eine genügend große Anzahl von Fremdatomen vorhanden ist und solange die Diffusion dieser Fremdatome entlang der Korngrenzen noch keine Rolle spielt. Bei Gesteinen sind starke Verunreinigungen der Korngrenzen durch Fremdatome, die bei der Kristallisation aus der Schmelze in keines der vorhandenen Gitter eingebaut werden konnte, zu erwarten. Bei der Betrachtung der Beweglichkeit der Fremdatome in den Korngrenzen kann eine von Nabarro (1948) angegebene ähnliche Beziehung verwendet werden, wie sie bereits bei der Besprechung der Wanderung von Leerstellen im Gitter angeführt wurde (vgl. Kap. 5.3.1.). Nimmt man dabei als kleinstmöglichste Dimension von R einen Atomabstand an, so erhält man bei Zimmertemperatur wieder einen unmeßbar kleinen Wert für die Verformungsgeschwindigkeit

$$\dot{\varepsilon}_{20^0C} \approx 3 \cdot 10^{-18}\ \mathrm{sec}^{-1}$$

$$\dot{\varepsilon}_{100^0C} \approx 3 \cdot 10^{-7}\ \mathrm{sec}^{-1}$$

$k \cdot T = 4{,}2 \cdot 10^{-14}$ erg bei T = $20^0$C

$k \cdot T = 5{,}25 \cdot 10^{-14}$ erg bei T = $100^0$C

$R = 5 \cdot 10^8$ cm

$\tau = 10^9$ dyn/cm$^2$

$a = 3 \cdot 10^{-8}$ cm$^2$

Eine ähnliche Abschätzung wurde von Äpfelbacher (1961) für C-Diffusion in $\alpha$-Eisen durchgeführt. Er erhielt ein mit dem hier angegebenen Wert vergleichbares Ergebnis, daß nämlich eine Diffusion in den Korngrenzen auch bei Raumtemperatur nicht zu erwarten ist. Zusammen mit den Beobachtungen von Parker und Washborn (1956), Lücke (1953) e.a. (Imperfections in nearly perfect crystals 1952) erscheint es daher hier noch ungeklärt, inwieweit ein Korngrenzengleiten bei Temperaturen unterhalb von $100^0$C als Ursache der beobachteten elastischen Nachwirkung (Kriechverformung) der Gesteine möglich ist.

### 6.3.3. Versetzungslinien

Durch die Annahme der Bewegung von Versetzungslinien konnten viele Eigenschaften kristalliner Körper, insbesondere der Metalle, erklärt werden, z.B. der Unterschied zwischen beobachteter und theoretisch ermittelter Nachgebespannung eines Kristalls. Im vergangenen Jahrzehnt gelang schließlich auch der direkte experimentelle Nachweis von Versetzungslinien (Sichtbarmachen von Versetzungslinien mit Hilfe des Elektronenmikroskops).

Es würde den Rahmen der Arbeit weit übersteigen, die Versetzungstheorie auch nur in einer angenähert geschlossenen Form zu behandeln. Dazu sei auf die zusammenfassenden Darstellungen von Nabarro (1962), Cottrell (1953), Seeger (1955, 1958, 1965) und Kröner (1964/65) hingewiesen. Als Grundlage für die folgende Diskussion der Meßergebnisse werden hier jedoch einige Grundvorstellungen angeführt.

Das Aussehen einer Versetzungslinie soll am Beispiel einer Stufenversetzung veranschaulicht werden. Abb. 24 zeigt die im kubisch primitiven Gitter durch eine Versetzungslinie hervorgerufenen Gitterverzerrungen oberhalb und unterhalb der Gleitebene, die hier in der xz-Ebene liegt.

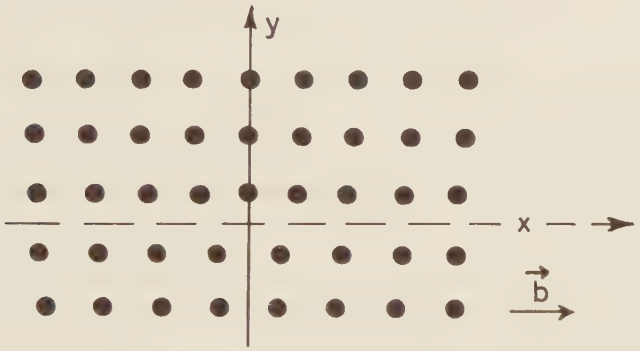


Abb. 24: Stufenversetzung in einem kubisch primitiven Gitter

Die Gleitebene (gestrichelt gezeichnet) liegt in der xz-Ebene, die Gitteranordnung setzt sich senkrecht zur Zeichenebene fort. $\vec{b}$ = Burgersvektor.

Bei konservativen Bewegungen erfolgt die Bewegung der Versetzungslinie bei der Stufenversetzung in Richtung des sogenannten Burgers-Vektors $\vec{b}$ (Abb. 25), während die Bewegung einer Schraubenversetzung (s. Lit.) senkrecht zum Burgers-Vektor verläuft. Den Betrag des Burgers-Vektors bezeichnet man als Versetzungsstärke.

Für die Anwendung der Versetzungstheorie auf die Inelastizität der Kristalle werden Beziehungen benötigt, die einen Zusammenhang zwischen den Bewegungen der Versetzungslinien im Kristall und der dadurch verursachten makroskopisch beobachtbaren Verformung des Kristalls oder des Vielkristalls herstellen.

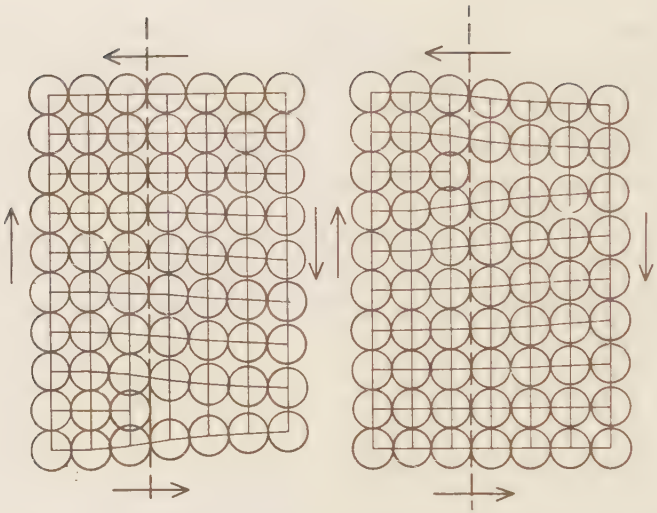

Abb. 25: Bewegung einer Stufenversetzung im Innern eines Kristalls und die damit verbundene Verformung (Scherung).

Die Beziehung soll am Beispiel für die Bewegung einer Stufenversetzung abgeleitet werden (Abb. 26): Wir denken uns einen Würfel mit der Kantenlänge 1 im Inneren eines Kristalls. Die xy-Flächen des Würfels seien spannungsfrei, während in den yz- und xz-Flächen die Scherspannung $\tau_{xy} = \tau_{yx} = \tau$ wirkt. (In Abb. 26 ist ein zur xy-Fläche paralleler Schnitt durch den Würfel gezeichnet).

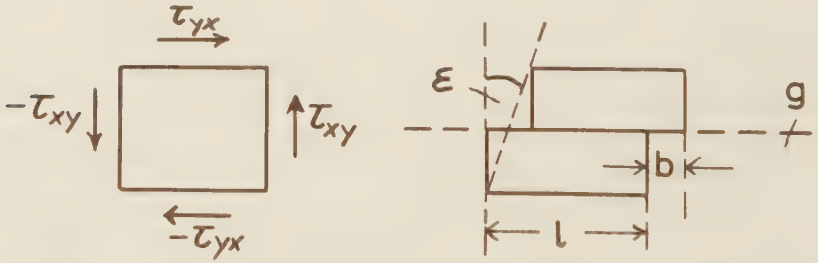


Abb. 26: Scherung eines Kristalls durch die Bewegung einer Stufenversetzung der Versetzungsstärke b längs der Gleitfläche g ($\tau_{xy} = \tau_{yx} = \tau$).

Aufgrund der Wirkung von $\tau$ durchwandert eine Stufenversetzung den Würfel, wobei die beiden Teilstücke des Würfels längs der Gleitebene g der Versetzungslinie um den Betrag des Burgers-Vektors b abgleiten. Die dabei bewirkte Formänderung des Würfels

kann durch die Beziehung $\varepsilon = b/l$ angenähert werden. Sind im Kristall N Versetzungslinien mit der Versetzungsstärke b pro Volumeneinheit in parallelen Gleitebenen verteilt, so rufen diese, wenn jede den in Abb. 26 gezeichneten Kristallbereich durchläuft, eine Verformung

(25) $$\varepsilon = b \cdot F \cdot N$$

des Würfels hervor, wobei F die von der Versetzungslinie überstrichene Fläche ist. Gl. 25 wird häufig auch in der Form $\varepsilon = \varrho \cdot b \cdot l$ angegeben, wobei $\varrho$ die Dimension $cm^{-2}$ hat und als Versetzungsdichte bezeichnet wird. Im Falle paralleler Versetzungslinien gibt $\varrho$ die Zahl der Versetzungen an, welche die Flächeneinheit ($cm^{-2}$) durchstoßen. Gl. 25 kann auch auf den hier vorliegenden Fall angewendet werden, bei dem zylindrische Gesteinskörper einaxialen Druckspannungen unterliegen und bei denen die Verformung sowohl in Richtung der einachsigen Druckspannung wie auch senkrecht dazu gemessen werden. Dabei muß jedoch berücksichtigt werden, daß zu der gemessenen Verformung nur die in deren Richtung fallende Komponente der durch Gl. (25) angegebenen Verformung beitragen. Bei der quantitativen Auswertung werden meist die entsprechenden Richtungsfaktoren für Gl. (25) vernachlässigt, da Zahlenangaben über F, b und N bzw. $\varrho$ weit größere Fehler beinhalten.

Die Anordnung der Versetzungslinien in den Kristallen der verwendeten Gesteine wird hier nicht diskutiert. Es bereitet im allgemeinen Schwierigkeiten, die möglichen Gleitsysteme (ein Gleitsystem ist durch Gleitebene und Gleitrichtung gegeben) in diesen Kristallen anzugeben, da experimentelle Ergebnisse nur vereinzelt vorliegen. Für den hier betrachteten Fall beschränkt man sich auf die Annahme, daß die Versetzungslinien sich statistisch auf alle möglichen Gleitsysteme verteilen, wobei die einzelnen Gleitsysteme in den einzelnen Kristallen bezüglich der äußeren einachsigen Druckspannung $\tau_A$ jede beliebige Lage einnehmen können. Bei der Verformung wird zunächst in demjenigen Gleitsystem eine Wanderung von Versetzungen eintreten, in dem die größte Scherspannung $\tau_a$ aufgrund von $\tau_A$ wirksam ist. Voraussetzung ist dabei, daß jede Versetzungslinie durch Zuführung der gleichen Aktivierungsenergie (vgl. Kap. 6.4.) in Bewegung gesetzt werden kann. Der Zusammenhang zwischen $\tau_A$ und der in den Gleitsystemen herrschenden Scherspannungen $\tau_a$ wird durch die Beziehung hergestellt (vgl. hierzu: Seeger 1957, 1966).

(26) $$\tau_a = \mu^* \cdot \tau_A; \quad \mu^* = \cos\varphi \sin\lambda$$

Dabei ist $\varphi$ der Winkel zwischen Probeachse und Gleitrichtung, $\lambda$ der Winkel zwischen Probenachse und Gleitebene. $\mu^*$ wird als Orientierungsfaktor bezeichnet. Für diesen gilt die Beziehung:

$$0 \leq \mu^* \leq 0{,}5$$

Bei der Verformung nimmt $\mu^*$ durch Verkleinerung des Winkels zwischen Probenachse und Gleitrichtung ab, wobei dann im weiteren Verlauf der Verformung auch diejenigen Gleitsysteme zur Verformung durch Bewegung von Versetzungen beitragen können, in denen kleinere $\tau_a$ wirksam sind. Bei der weiteren formalen Betrachtung wird die Änderung des Orientierungsfaktors vernachlässigt und sein Zahlenwert als $\mu^* = 1$ angenommen.

Nach der heute gültigen Vorstellung sind Versetzungslinien in allen natürlichen gewachsenen Kristallen zu erwarten, da die Anwesenheit von Versetzungen das Kristallwachstum begünstigt (Kröner 1964). Die Versetzungsdichte beträgt $10^5 - 10^{13}$ cm$^2$. Durch das Kristallwachstum bedingt ist die Versetzungsanordnung in Form eines räumlichen Netzwerks (Seeger 1958) gegeben, wobei die einzelnen Versetzungslinien in verschiedenster Weise in Knoten zusammenhängen. Es wurde in den vergangenen Jahren gezeigt, daß die Wanderung dieser Knoten sehr großer Energie bedarf. Knoten sind deshalb im allgemeinen als Fixpunkte des Versetzungsnetzwerks anzusehen. Die zwischen den Knoten liegenden Abschnitte der Versetzungslinien (Versetzungsabschnitte) verhalten sich in mancher Hinsicht wie eine gespannte Seite: Unter der Wirkung einer äußeren Spannung $\tau$ werden die Versetzungsabschnitte ausgebeult, wobei Energie aufzuwenden ist. Den Energiebetrag, den man aufbringen muß, um eine Verlängerung der Versetzungslinie um eine Längeneinheit zu bewirken, nennt man Linienenergie $E_L$ oder Linienspannung. Für konstante Werte von $E_L$ und $\tau$ erhält man als Gleichgewichtsfigur eines zwischen zwei Knoten liegenden Versetzungsabschnitts einen Kreisbogen. Bei kleinen Spannungen gleiten die Versetzungsabschnitte nach der Wegnahme der Spannung wieder in ihre Ausgangslage zurück. Bei der Einwirkung größerer Spannungen kann der Versetzungsabschnitt so weit ausgebeult werden, daß sich spontan ein geschlossener Versetzungsring bildet, der sich unter der Einwirkung der Spannung im Kristall ausbreitet. Zwischen den Knoten bleibt ein Versetzungsabschnitt zurück, der wieder Versetzungsringe erzeugen kann. Man bezeichnet diesen Vorgang als Frank-Read-Mechanismus zur Erzeugung von Versetzungslinien. Die erforderliche Spannung zur Betätigung des F-R-Mechanismus ist durch den

Ausdruck gegeben:

(27) $$\tau_{F.R.} = \frac{b \cdot \mu}{l_0}$$

$\mu$ = Scherungsmodul
$l_0$ = Länge des Versetzungsabschnitts

Im Gegensatz zu den Versetzungsabschnitten des Netzwerks gleiten die neugebildeten Versetzungsringe im allgemeinen nicht in ihre Ausgangslage zurück.

Maßgeblich für die Bewegung der Versetzungsabschnitte im Kristall unter der Wirkung einer äußeren Spannung sind neben ihrer Linienspannung vorwiegend zwei Arten von Wechselwirkungen:

a) Wechselwirkung zwischen parallelen Versetzungslinien durch das weitreichende Spannungsfeld, das zwischen den Versetzungen existiert. Wegen des großen Abstands der Maxima dieses Spannungsfeldes, der in der Größenordnung des Abstands der Versetzungslinien liegt, spielt thermische Aktivierung der Versetzungen bei dessen Überwindung keine Rolle. Die Temperatur kann sich nur indirekt durch die Temperaturabhängigkeit der Elastizitätskonstanten auswirken (Seeger 1958).

b) Wechselwirkung zwischen Versetzungen und den Kraftfeldern lokaler Hindernisse, die der Versetzungsbewegung in Form von Punktfehlern (Leerstellen, Zwischengitteratome, Substitutionsatome) oder als schneidende Versetzungslinien entgegenstehen (die Art der Wechselwirkung im einzelnen wird hier nicht diskutiert). Die zur Überwindung derartiger Energiebarrieren erforderliche Energie kann z.T. durch die thermische Energie aufgebracht werden.

Die wirksame Scherspannung $\tau$, welche die thermische Energie bei der Überwindung dieser lokalen Hindernisse unterstützt, ergibt sich aus der Differenz zwischen der in der Gleitebene erzeugten Scherspannung $\tau_a$ und den inneren Spannungen $\tau_i$, die sich aus der Linienspannung und den weitreichenden Spannungsfeldern zusammensetzen. Hier wird angenommen, daß die inneren Spannungen während der Verformung zunehmen ($\tau_i = \tau_i (\varepsilon(t))$ ).

6.4. Ableitung der Kriechfunktion aufgrund der Bewegung von Versetzungslinien

Für die mit der Bewegung von Versetzungslinien verbundene Verformung eines polykristallinen Körpers, an dem die äußere Spannung $\tau_A$ angreift und in den verschiedenen Gleitsystemen die Scherspannung $\tau_a$ erzeugt, betrachtet man allgemein die folgende Beziehung als gültig:

$$(28) \qquad \frac{d\varepsilon}{dt} = b \cdot F \cdot N(\tau(t)) \nu \left[ \exp -\frac{U_1(\tau(t))}{kT} - \exp \frac{U_2(\tau(t))}{kT} \right]$$

$$= b \cdot F \cdot N(\tau(t)) \nu \left[ \exp \frac{U_1 + U_2}{2kT} \right] \cdot 2 \operatorname{Sin} \frac{U_1 - U_2}{2kT}$$

Hierin bedeuten:

$\varepsilon(t)$ = Kriechverformung

b = Burgers-Vektor

$N(\tau(t))$ = Zahl der gleitfähigen Versetzungselemente pro Volumeneinheit. Unter Versetzungselement ist dabei das Stück des Versetzungsabschnitts zu verstehen, das bei der Überwindung eines Hindernisses aktiviert wird.

F = Fläche, die von einem Versetzungselement pro Aktivierungsakt unterstrichen wird.

$U_1(\tau(t))$, $U_2(\tau(t))$ Aktivierungsenergien für Aktivierungsprozesse in oder entgegen der Richtung der z.Z. t wirksamen Scherspannung $\tau(t)$.

$\tau(t) = \tau_a - \tau_i(\varepsilon(t))$ = die auf ein Versetzungselement wirksame lokale Scherspannung, die sich als Differenz zwischen der in der Gleitebene angelegten Scherspannung $\tau_a$ und den inneren Spannungen $\tau_i$ ergibt.

Wie in Kap. 6.3. werden unter $\tau_i$ nur diejenigen Spannungen verstanden, die durch die Bewegung eines Versetzungselements durch Änderung der Linienspannung der Versetzungsabschnitte und durch Änderung der weitreichenden Spannungsfelder am Ort des betrachteten Elements entstehen. Sie sind für die Rückbewegung der Versetzungsabschnitte in ihrer Ausgangslage nach der Wegnahme der äußeren Spannung verantwortlich.

$\nu$ = Frequenfaktor. $\nu$ ist die Frequenz der Bewegung, welche die Versetzungslinie in ihrer Potentialmulde ausführt (Aepfelbacher 1961). Nach Dehlinger (1958) ist $\nu$ wesentlich kleiner als die Frequenz der Gitterschwingung, die durch die Debyesche Grenzfrequenz bestimmt ist. $\nu$ dürfte etwa $10^7$ $sec^{-1}$ betragen. Die periodische

Bewegung der Versetzungen in ihren Potentialmulden kann etwa verglichen werden mit der Bewegung eines größeren suspendierten Teilchens in einem Gas, in dem die Bewegung des Teilchens durch die statistische Schwankung der Stöße der Gasatome erfolgt.

In der Gl. (28) ist implizit enthalten, daß sowohl die Aktivierungsenergien $U_1(\tau)$, $U_2(\tau)$ wie auch die Verteilung der aktivierbaren Versetzungselemente entsprechend ihrer räumlichen Anordnung von $\tau$ abhängig sind. Es ist weiter berücksichtigt, daß der zeitliche Verlauf der Verformungsgeschwindigkeit sowohl von einer zeitlichen Änderung der Zahl der aktivierbaren Versetzungselemente $N(\tau(t))$ als auch von einer Veränderung der Aktivierungsenergie während der Belastungsdauer abhängen kann. Je nach der Bewertung beider Zeitabhängigkeiten $U(\tau(t))$ und $N(\tau(t))$ ergeben sich zwei verschiedene Möglichkeiten zur Ableitung einer theoretischen Kriechfunktion:

a) Die Zahl der aktivierbaren Versetzungselemente nimmt während des Versuchs (Übergangskriechen) ab. Die Aktivierungsenergie des einzelnen Versetzungselements wird als konstant angenommen ($U(\tau)$=const) wenn eine zeitliche Änderung der Linienspannung der Versetzungsabschnitte und eine Veränderung der weitreichenden Spannungsfelder vernachlässigt werden kann.

b) $U=U(\tau(t))$. Die zeitliche Änderung der Aktivierungsenergie ergibt sich durch die Wechselwirkung der Versetzungen untereinander und der Wechslwirkung zwischen Versetzungen und anderen Gitterfehlern (Mott 1963, Seeger 1958, Kröner 1964). Diese bewirkt, daß Versetzungselemente bei ihrer Wanderung durch den Kristall von den Spannungsfeldern anderer Gitterfehler beeinflußt werden, bzw. blockiert werden. Eine erneute Bewegung kann nur durch Überwindung einer so gegebenen höheren Potentialschwelle erfolgen.
Bezüglich $N = N(\tau(t))$ werden in der Literatur dabei die drei Möglichkeiten einer Zunahme, einer zeitlichen Konstanz und einer Abnahme von N diskutiert.
Die Betrachtungsweise ist unter dem Namen "Verfestigungstheorie" bekannt.

Nach der Vorstellung der Versetzungstheorie, wie sie heute allgemein verwendet wird, kann die Inelastizität der Metalle nur durch die Wechselwirkung einer großen Zahl von Gitterfehlern (Versetzungsnetzwerk, Punktfehler) gedeutet werden. Auf die Betrachtungsweise der "Erschöpfungstheorie" wird daher hier nicht weiter eingegangen.

6.4.1. Ableitung der Kriechfunktion unter der Berücksichtigung der zeitlichen Änderung der Aktivierungsenergie $U(\tau(t))$

Der folgenden Ableitung werden die folgenden vereinfachenden Annahmen zugrunde gelegt:

1) (29)
$$U_1(\tau(t)) = U_0 - U(\tau_a; \tau_i(\varepsilon))$$
$$U_2(\tau(t)) = U_0 + U(\tau_a; \tau_i(\varepsilon))$$

Dabei bedeutet $U_0$ die Aktivierungsenergie bei $\tau = 0$, $\tau_a$ die Scherspannung, die zu Beginn des Versuchs durch das Aufbringen der äußeren Spannung in der Gleitebene der Versetzung erzeugt wurde. Auf eine genauere Betrachtung der Aktivierungsenergie $U_0$ wird hier verzichtet. Es sei dazu auf eine Arbeit von Kronmüller (1965) verwiesen. Die Bedeutung der inneren Spannungen $\tau_i(\varepsilon)$ wurde in 6.4. angegeben. $\tau_a$ und $\tau_i(\varepsilon)$ seien entgegengesetzt gerichtet. Für den Aktivierungsakt in Richtung der wirkenden Spannung bedeutet dies, daß die Aktivierungsenergie $U_0$ durch das Anlegen der Spannung $\tau_a$ vermindert wird und während des Versuchs durch die Zunahme von $\tau_i(\varepsilon)$ wieder ansteigt.

2) Die Abhängigkeit der Aktivierungsenergie von der zu einem Zeitpunkt t in der Gleitebene einer Versetzung wirksamen Spannung $\tau$ sei linear. Diese Annahme wurde von Nabarro (1951) für ein Versetzungsmodell abgeleitet, bei dem eine Versetzung durch eine Reihe von Energiebarrieren aufgehalten wird, von denen jede auf ein kleines räumliches Gebiet beschränkt ist. Die Annahme wurde seitdem häufig zur Erklärung des Übergangskriechens verwendet (Cottrell 1952, Mott 1953, Seeger 1958, Aepfelbacher 1961, Kronmüller 1965). Gleichung (29) vereinfacht sich hiermit zu:

(29a)
$$U_1(\tau(t)) = U_0 - v\cdot\tau_a + v\cdot\tau_i(\varepsilon) = U_0 - v\cdot\tau$$
$$U_2(\tau(t)) = U_0 + v\cdot\tau_a - v\cdot\tau_i(\varepsilon) = U_0 + v\cdot\tau$$

Dabei ist:

$v\cdot\tau$ = Arbeit, welche die in der Gleitebene wirksame Spannung $\tau$ beim Überwinden der Hindernisse leistet.

$v = b\cdot d\cdot l$ – bedeutet das sog. "Aktivierungsvolumen" des Prozesses. Wie bereits in Kap. 6.1. angedeutet, ist die Annahme einer linearen Erniedrigung der Aktivierungsenergie durch die Spannung $\tau$ für eine Aktivierung einer korrelierten Bewegung einer größeren Anzahl von Atomen, wie sie die Bewegung

einer Versetzungslinie darstellt, problematisch. Es wäre wünschenswert, in diesem Fall für die genauere Betrachtung der Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie weitere Glieder der Taylor-Entwicklung zu verwenden, wobei der mathematische Aufwand erheblich zunimmt. Neuere Untersuchungen haben allerdings ergeben, daß die Versetzung sich nicht als geschlossene Linie im Kristall bewegt, sondern es laufen sog. "Kinke" längs der Versetzung, wodurch die Versetzung stückweise in das nächste durch die Gitterperiodizität gegebene Potentialminimum gleitet. Alefeld (1962) vermutet, daß zumindest bei tiefen Temperaturen in das Aktivierungsvolumen Eigenschaften der Kinke eingehen.

d = Wegstrecke, längs der beim Überwinden der Hindernisse von $\tau$ Arbeit geleistet wird ("Aktivierungslänge"). In der weiteren Behandlung wird d als die Ausdehnung der Hindernisse angesehen.

l = mittlere Länge eines Versetzungselements, die durch den Abstand zweier längs der Versetzung benachbarten Hindernisse gegeben ist (freie Versetzungslänge).

3) Die durch die Kriechverformung $\varepsilon(t)$ hervorgerufenen inneren Spannungen $\tau_i(\varepsilon)$ sollen durch den folgenden Ansatz beschrieben werden (Mott 1953, Seeger 1958):

$$\frac{d\tau_i}{d\varepsilon} = \vartheta(\tau_a) \tag{30}$$

$\vartheta$ wird als Verfestigungskoeffizient bezeichnet.

4) Zur geschlossenen Integration von (28) wird angenommen, daß alle Versetzungen im Körper durch die Zuführung der gleichen Aktivierungsenergie U in Bewegung gesetzt werden, wobei sie dann die mittlere Fläche F überstreichen.

5) Bezüglich N = N(t) wird hier nur der Fall N = const. betrachtet.

6) Die Temperaturabhängigkeit von (28) wird durch die Aktivierungsenergie $U_1$ und $U_2$ bestimmt. Da die äußere Spannung in beiden Anteilen enthalten ist, ist man in der Lage, $U_1$ und $U_2$ durch Variation in der äußeren Spannung zu verändern. Die beiden Grenzfälle sind durch die Bedingungen $v \cdot \tau < k \cdot T$ und $v \cdot \tau > k \cdot T$ charkterisiert. Für kleinere Spannungen sind $U_1$ und $U_2$ vergleichbar. Entwickelt man den Sin $v \cdot \tau / kT$ in (28) nach den Potenzen von $v \cdot \tau / kT$ und bricht die Entwicklung nach dem linearen Glied ab, so erhält

man mit $\tau = \tau_a \cdot f(\varepsilon)$:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = b \cdot F \cdot N \frac{2\, v \cdot \tau_a\, f(\varepsilon)}{kT} \nu \cdot \exp(-U_0/kT) \tag{31}$$

Für diesen Fall ergibt sich eine zeit- und spannungsabhängige Aktivierungsenergie. Bezüglich der Spannungsabhängigkeit von $\varepsilon$ oder $\dot{\varepsilon}$ können Aussagen nur dann gegeben werden, wenn zusätzlich Annahmen über f ($\varepsilon$) bzw. $\vartheta(\tau_a)$ möglich sind. Bei der Betrachtung der Temperaturabhängigkeit ergibt sich, daß sie in der Hauptsache durch den Faktor $\exp(-U_0/kT)$ bestimmt wird, da der lineare Term neben der Exponentialfunktion nur einen kleinen Einfluß ausübt. Alefeld (1963) hat diesen Fall behandlet und gezeigt, daß dabei Kriechversuche, die bei verschiedenen Temperaturen ausgeführt wurde, eine Bestimmung von $U_0$ ermöglichen.

Hier soll der zweite Grenzfall $v \cdot \tau > k \cdot T$ betrachtet werden, der bei den hier beschriebenen Versuchen zutraf: Für größere Spannungen kann in (28) der Summand $\exp\left[-(U_0 + v \cdot \tau)/kT\right]$ für die Wahrscheinlichkeit für einen Aktivierungsprozeß entgegen $\tau_a$ vernachlässigt werden. Gl. (28) vereinfacht sich mit den voranstehenden Annahmen zu:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = b \cdot F \cdot N \cdot \nu \cdot \exp\left[-(U_0 - v\,(\tau_a - \tau_i(\varepsilon))/kT\right] \tag{32}$$

Zieht man hier den Faktor $\nu \cdot \exp\left[-(U_0 - v \cdot \tau_a)/kT\right]$ zum Zeitdifferential, so läßt sich die Lösung der Differentialgleichung (32) in der einfachen Form angeben:

$$\varepsilon = \varepsilon\left[\nu \cdot t \cdot \exp -(U_0 - v \cdot \tau_a)/kT\right] \tag{33}$$

Durch Vergleich von Kriechkurven, die bei konstanter Spannung jedoch verschiedenen Temperaturen ausgeführt werden, kann dabei nicht $U_0$ sondern $U_0 - v \cdot \tau$ bestimmt werden. Die Lösung (33) der Differentialgleichung gilt nur, solange $v \cdot \tau_i(\varepsilon) < kT$ ist, da mit anwachsenden inneren Spannungen die Wahrscheinlichkeit für Aktivierungsprozesse entgegen der äußeren Spannung nicht mehr zu vernachlässigen ist. Dies bedeutet, daß die Kriechkurve zu Beginn des Versuchs allein durch die Aktivierungsenergie $U_0 - v \cdot \tau_a$ bestimmt ist. Nach einem Übergangsbereich, der durch zwei verschiedene Aktivierungsenergien gekennzeichnet ist, wird das Kriechen wieder durch $U_0$ bestimmt. Bei der Deutung der gefundenen Aktivierungsenergie ist daher zu beachten, welchem Bereich der Kriechkurve diese zugeordnet ist. Wie aus der Betrachtung hervorgeht, ist der Bereich $v \cdot \tau/kT > 1$ durch eine einfache Verknüpfung von Spannung und Zeit gekennzeichnet, da

die äußere Spannung nach Integration von (32) nur im Faktor $\exp\left[-(U_0 - \tau_a \cdot v)/kT\right]$ enthalten ist, wie es in der allgemeinen Form der Lösung (Gl. 33) ausgedrückt ist.

Wie die Lösung der Differentialgleichung und damit die Spannungsabhängigkeit im einzelnen aussieht, hängt davon ab, welche Annahme für den Aufbau der inneren Spannungen zugrunde legt. Mit der unter 3) angegebenen einfachen Annahme und der Anfangsbedingung $\varepsilon = 0$ für $t = 0$ lautet die Lösung für $\varepsilon(t)$:

(34)
$$\varepsilon(t) = C_1 \ln (C_2 \cdot t + 1)$$
$$C_1 = \frac{kT}{v \cdot \vartheta}$$
$$C_2 = \frac{b \cdot F \cdot N \cdot \nu}{C_1} \exp\left[-(U_0 - v \cdot \tau_a)/kT\right]$$

Lösung (34) entspricht der Lösung (33) nur in dem Fall, daß $v \cdot \vartheta$ unabhängig von $\tau_a$ ist. Zur Übereinstimmung mit der an beiden Gesteinen beobachteten, rein logarithmischen Kriechfunktion (Tab. 4) ist es notwendig, daß $C_2 t > 1$ ist. Dies ist der Fall, wie in 7.2. gezeigt wird.

## 7. Diskussion der Ergebnisse

### 7.1. Spannungsabhängigkeit der Verformung

Aus dem Vergleich der gefundenen Werte $C_1$ der Kriechfunktion (Tab. 4) mit den ihnen entsprechenden Werten $C_1$ der abgeleiteten Kriechfunktion (34) erhält man die Beziehung:

(35)
$$C_1 = \frac{kT}{v \cdot \vartheta}$$

Wie sich aus Abb. 16 ergibt, steigt $C_1$ mit der äußeren angelegten Spannung $\tau_A$ nahezu linear an. Die Größen k und T sind nicht spannungsabhängig. Das Produkt $v \cdot \vartheta$ ist umgekehrt proportional zu $C_1$. Betrachtet man $\vartheta$ als spannungsunabhängig, erhält man in sehr grober Näherung eine Abnahme des Aktivierungsvolumens, die auch von Kronmüller (1965) gefunden wurde, mit $1/\tau$ (Abb. 27). Die wenigen Meßpunkte erlauben jedoch keine eindeutige Bestätigung dieses Ergebnisses.

Für eine zahlenmäßige Abschätzung des Wertes des Aktivierungsvolumens wird hier für $\vartheta$ der Wert des sich aus den gemessenen Verformungs-Spannungs-Kurven ergebenden Elastizitätsmoduls E verwendet (Abb. 3).

Tabelle 5: Bestimmung des Aktivierungsvolumens v

$k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/Grad
$\vartheta = 12 \cdot 10^{-11}$ dyn/cm$^2$ für Eklogit
$\vartheta = 5 \cdot 10^{-11}$ dyn/cm$^2$ für Granit

a) Granit

| T, °C | $\tau$, dyn/cm$^2$ | $C_1$ | $C_2$ | $C_3$ | $\vartheta \cdot v$ | v, cm$^3$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 24 | $4{,}0 \cdot 10^8$ | $3{,}4 \cdot 10^{-6}$ | 0,03 | | $1{,}2 \cdot 10^{-8}$ | $2{,}4 \cdot 10^{-20}$ |
| | 6,4 | 8,2 | 0,03 | | 0,5 | 1,0 |
| | 8,7 | 11,6 | 0,05 | $5{,}1 \cdot 10^{-9}$ | 0,4 | 0,8 |
| 100 | 4,0 | 5,5 | 0,06 | | 0,94 | 1,9 |
| | 6,4 | 8,5 | 0,05 | | 0,61 | 1,2 |
| | 11,0 | 28,5 | 0,03 | | 0,18 | 0,36 |
| 200 | 4,0 | 12,8 | 0,05 | | 0,51 | 1,0 |
| | 6,4 | 17,6 | 0,06 | $10 \cdot 10^{-9}$ | 0,37 | 0,75 |
| | 8,7 | 18,0 | 0,10 | $10 \cdot 10^{-9}$ | 0,36 | 0,72 |
| | 11,0 | 85 | 0,10 | | 0,08 | 0,16 |
| 400 | 4,0 | 18,3 | 0,06 | $0{,}5 \cdot 10^{-9}$ | 0,51 | 1,0 |
| | 6,4 | 28,2 | 0,07 | $4{,}5 \cdot 10^{-9}$ | 0,33 | 0,66 |
| | 8,7 | 42,5 | 0,10 | $10 \cdot 10^{-9}$ | 0,22 | 0,44 |

b) Eklogit

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 24 | $4{,}75 \cdot 10^8$ | $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ | 0,3 | | $1{,}65 \cdot 10^{-8}$ | $1{,}38 \cdot 10^{-20}$ |
| | 7,12 | 3,1 | 0,3 | | 1,34 | 1,12 |
| | 9,35 | 5,2 | 0,2 | | 0,8 | 0,67 |
| | | 4,3 | 0,3 | | 0,97 | 0,81 |
| | 11,9 | 5,4 | 0,3 | | 0,77 | 0,64 |
| | 14,8 | 7,2 | 0,15 | $12 \cdot 10^{-9}$ | 0,58 | 0,48 |
| 150 | 7,12 | 2,9 | 0,1 | | 2,0 | 1,67 |
| | 11,9 | 4,5 | 0,09 | | 1,3 | 1,08 |
| | 13,4 | 5,7 | 0,05 | | 1,05 | 0,87 |
| | 14,8 | 7,7 | 0,05 | | 0,76 | 0,62 |
| 200 | 7,12 | 2,6 | 0,14 | | 2,5 | 2,08 |
| | 11,9 | 4,3 | 0,06 | | 1,52 | 1,3 |
| | 14,8 | 5,8 | 0,05 | | 1,15 | 0,96 |
| | 16,4 | 8,0 | 0,07 | | 0,8 | 0,7 |
| 300 | 7,12 | 7,4 | 0,03 | | 1,07 | 0,9 |
| | 11,9 | 8,5 | 0,05 | | 0,94 | 0,78 |
| | 13,4 | 9,8 | 0,07 | | 0,8 | 0,67 |
| | 14,8 | 12,4 | 0,06 | $18 \cdot 10^{-11}$ | 0,64 | 0,53 |
| 400 | 11,9 | 9,7 | 0,02 | | 0,95 | 0,78 |
| | 14,8 | 14,0 | 0,02 | | 0,67 | 0,56 |
| | 16,4 | 17,6 | 0,04 | | 0,53 | 0,44 |
| | 17,8 | 20,4 | 0,04 | $20 \cdot 10^{-11}$ | 0,46 | 0,38 |
| | 19,3 | 24,4 | 0,04 | $80 \cdot 10^{-11}$ | 0,38 | 0,32 |

Diese Annahme wurde bei vergleichbaren Untersuchungen an verschiedenen Gesteinen herangezogen (Misra und Murrell 1965) und erscheint bei den hier betrachteten Gesteinen innerhalb des verwendeten Spannungs-Temperaturbereichs als gerechtfertigt. Bei mittleren Spannungen ergeben sich dann für das Aktivierungsvolumen die folgenden Werte:

$$v_{Eklogit} = 0{,}66 \cdot 10^{-20}\ cm^3$$

$$v_{Granit} = 0{,}8 \cdot 10^{-20}\ cm^3$$

Die so erhaltenen Werte können mit den Werten verglichen werden, die sich aus der in Kap. 6.4.1. angegebenen Beziehung für das Aktivierungsvolumen ergeben, wenn man hier die folgenden Zahlenwerte verwendet:

$b = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$cm

$d \approx b$ (eine Aufspaltung der Versetzung ist nicht berücksichtigt)

$l \approx 10^{-5}$ cm (mittl. Länge der aktivierten Versetzungselemente)

Man erhält:

$$v = 6 \cdot 10^{-21}\ cm^3$$

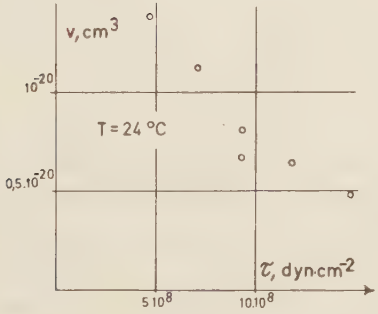


Abb. 27

Spannungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens (Eklogit E 2/1, T = 24°C)

Die dabei verwendete Zahlenangabe für die Länge der Versetzungselemente zwischen zwei Hindernissen erscheint sinnvoll. Wird ein größerer Abstand zwischen den Hindernissen angenommen, so würde ein erheblicher Teil der zwischen festen Knoten liegenden Versetzungsabschnitte bei den verwendeten Spannungen bereits als Frank-Read-Quellen wirksam werden, wobei ein großer Teil der Verformung irreversibel wäre (vgl. 6.3.3.). Das Ergebnis entspricht auch der unter 6.4.1. verwendeten Annahme, daß die Zahl der vorhandenen aktivierbaren Versetzungen während des Kriechens konstant bleibt.

7.2. Temperaturabhängigkeit des reversiblen Anteils der Kriechverformung

Die nach Gl (35) zu erwartende lineare Abhängigkeit der Konstanten $C_1$ von der absoluten Temperatur wird in grober Näherung erfüllt. Für genauere Untersuchungen müßte jedoch auch eine Temperaturabhängigkeit des Verfestigungskoeffizienten $\vartheta$ in Betracht gezogen werden. Darauf soll hier verzichtet werden. Aus der Temperaturabhängigkeit von $C_1$ kann jedoch eine Aussage über die zu erwartenden Aktivierungsenergien gegeben werden. Hierzu wird angenommen, daß die Temperaturabhängigkeit von F, b und $\nu$ zu vernachlässigen ist. Bei der Ableitung wird von der Beziehung (31) ausgegangen, die man auf zwei verschiedene Temperaturen $T_1$ und $T_2$ ($T_2 > T_1$) anwendet:

(36)
$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{T_1} = b \cdot F \cdot N \cdot \nu \cdot \exp\left[-(U(\tau))/kT_1\right]$$
$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{T_2} = b \cdot F \cdot N \cdot \nu \cdot \exp\left[-(U(\tau))/kT_2\right]$$

Durch Division der beiden Gleichungen erhält man:

(37)
$$\frac{\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{T_2}}{\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{T_1}} = \frac{\exp\left[-(U(\tau))/kT_1\right]}{\exp\ -(U(\tau))/kT_2}$$

wobei Gl. (32) gilt. Betrachtet man einen Zeitpunkt t der Belastungsdauer, zu dem die analytische Form der Kriechfunktion (34) bereits gilt, die durch die Kriechverformung entstandenen inneren Spannungen $\tau_i(\varepsilon)$ jedoch noch zu vernachlässigen sind, so ist die Aktivierungsenergie $U(\tau)$ zu Beginn des Versuchs durch die Beziehung gegeben:

(38)
$$U(\tau) = U_0 - \nu \cdot \mu^* \cdot \tau_A;$$

$\mu^*$ = Orientierungsfaktor (vgl. S. 54)

$\tau_A$ = angelegte Normalspannung

Ersetzt man in Gl. (37) die Verformungsgeschwindigkeiten bei den beiden Temperaturen $T_1$ und $T_2$ durch die bei den Versuchen ermittelten Konstanten $(C_1/t)_{T_1}$ bzw. $(C_1/t)_{T_2}$, so erhält man eine Beziehung, welche die Berechnung der Aktivierungsenergie $U(\tau)$ erlaubt:

(39)
$$U(\tau) = \frac{kT_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{C_1/T_2}{C_1/T_2}$$

Die Werte der Aktivierungsenergien $U(\tau)$, die sich aus Gl. (39) ergeben, sind in Tab. 6 zusammengestellt. Zur Berechnung dieser Werte wurden die Ergebnisse aller Versuche bei den verschiedenen Temperaturstufen untereinander verglichen.

Tabelle 6: Bestimmung der Aktivierungsenergie

| Granit | | Eklogit | |
|---|---|---|---|
| $\tau$, dyn/cm$^2$ | $U(\tau)$, eV | $\tau$, dyn/cm$^2$ | $U(\tau)$, eV |
| $4{,}0\cdot10^8$ | 0,083 ± 15% | $7{,}12\cdot10^8$ | 0,10 |
| $6{,}4\cdot10^8$ | 0,073 ± 15% | $11{,}9\cdot10^8$ | 0,072 ± 20% |
| $8{,}7\cdot10^8$ | 0,075 ± 15% | $13{,}4\cdot10^8$ | 0,075 ± 20% |
| $11{,}0\cdot10^8$ | 0,168 ± ? | $14{,}8\cdot10^8$ | 0,063 ± 20% |
| | | $16{,}4\cdot10^8$ | 0,11 ± ? |

Mit den in 6.4.1. berechneten Werten für die Aktivierungsvolumina ist es nun nach Gl. (38) möglich, die Aktivierungsenergie für den Spannungsfreien Zustand grob abzuschätzen. Für den Orientierungsfaktor wird ein Zahlenwert von $\mu^* = 0{,}3$ angenommen. Als Mittelwert ergibt sich:

$$U(\tau = 0) \quad 1 - 2 \text{ eV}$$

Die jetzt vorliegenden Werte für die Aktivierungsenergie gestatten anzugeben, von welchem Zeitpunkt der Belastungsdauer an die theoretisch erhaltene Kriechfunktion (34) die experimentellen Ergebnisse (Tab. 4 und 5) wirklich wiedergibt (vgl. 6.4.1.). Die Bedingung dafür war:

$$C_2 \cdot t > 1$$

Der in $C_2$ enthaltene Faktor $\exp(-U(\tau)/kT)$ ergibt sich mit den aus Tab. 6 entnommenen Werten zu $\exp(-U/kT) > 10^{-4}$. Zur Abschätzung des Faktors $b\cdot F\cdot N\cdot\nu\cdot C_1^{-1}$ werden die folgenden Zahlenwerte verwendet:

$\nu = 10^7 \text{ sec}^{-1}$ (vgl. 6.4.)

$b = 2{,}5\cdot10^{-8}$ cm

$F = b\cdot l = 2{,}5\cdot10^{-13} \text{ cm}^2$ (vgl. 6.4.1.)

$N$ = Zahl der aktivierbaren Versetzungselemente pro Volumeneinheit

$C_1 \approx 10^{-5}$ (vgl. Tab. 5)

Gl. (34) nähert sich daher für Zeiten $t > 10^2 \text{ sec}^{-1}$ der gefundenen rein logarithmischen Zeitabhängigkeit gut an, wenn man für N Zahlenwerte von $N = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ annimmt.

## 7.3. Diskussion und Modellvorstellung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde versucht, die beobachtete Anelastizität der untersuchten Gesteine entsprechend der Behandlung der Anelastizität der Metalle mit der Vorstellung von der Bewegung von Versetzungslinien zu erklären. Im folgenden soll kurz auf weitere Schwächestellen in Gesteinskörpern hingewiesen werden, an denen Bewegungen erfolgen können.

1) Vorgebildete Störungszonen, Risse oder Bruchflächen, die von der tektonischen Beanspruchung herrühren und eine Längsversteckung von mehreren cm in den Gesteinen aufweisen. Sie können bei der Betrachtung ausgeschlossen werden, da die verwendeten Gesteinsproben eine Auswahl besonders guten Gesteinsmaterials waren, wie die verschiedenen Voruntersuchungen zeigten.

2) Korngrenzen oder zwischenkristalline Bereiche: Sie stellen im Vergleich zum Kristallinneren Bereiche von außerordentlich großer Unordnung dar, deren mechanisches Verhalten in großem Maße durch Fremdatome bestimmt wird, die während der Kristallisation nicht in die Gitter der angrenzenden Kristalle eingebaut werden konnten. Wie sich bei den Untersuchungen an Legierungen gezeigt hat, kann ihr Vorhandensein in den Korngrenzen sowohl eine Verfestigung wie auch eine Schwächung bedeuten. Nach dem Vorschlag von Kê (1948) verwendet man als Modell für die Betrachtung der Korngrenzen das Modell der viskosen Flüssigkeit. Durch Bestimmung des Wertes der inneren Reibung in verschiedenen Metallen hat sich jedoch ergeben, daß diese Vorstellung nicht ausreicht, um alle Verformungserscheinungen polykristalliner Körper, insbesondere der Silikate zu erklären. Es wird daraus deutlich, daß die heute gültigen Vorstellungen über die Natur der Korngrenzen nicht genügt, ihren Beitrag zur Verformung von Gesteinen abzuschätzen (vgl. 6.3.2.). Diffusion von Fremdatomen und Fehlstellen entlang den Korngrenzen bei Temperaturen nahe dem Schmelzpunkt wurde nachgewiesen. Bei diesen Temperaturen bestimmt dann bereits auch die in den Korngrenzen beginnende Rekristallisation den Verformungsvorgang, wobei Verschiebungen von Korngrenzen (grain boundary migration) und Kornwachstum als Folgeerscheinungen beobachtet werden. Christie (1959) und Weertmann (1957) stellten weiter fest, daß Korngrenzen meist unüberwindliche Hindernisse für die Wanderung von Gitterfehlern (bes. Versetzungen) bilden. Sie sammeln sich, aus dem Kristallinneren kommend, in den Korngrenzen an. Eine weitere Bewegung der so blockierten Versetzungslinien ist erst möglich, wenn die von außen zugeführte Energie

ausreicht, die Versetzungslinien senkrecht zu ihren Gleitebenen zu bewegen (Climbing). Dies erfolgt nach den Untersuchungen von Weertmann und Christie erst bei höheren Temperaturen. Derartige Bewegungen sind nicht reversibel.

3) Schwächestellen im Kristallinneren: Als innerkristalline Schwächestellen kommen einmal vorhandene Risse und Spaltflächen in Frage. Wie Dünnschliffe (Abb. 17 - 22) zeigen, sind sie im allgemeinen auf die einzelnen Kristalle beschränkt und enden an den Korngrenzen. Inwieweit sie zur Inelastizität in den Gesteinen beitragen können, ist nicht bekannt. Ihre Zahl ist gegenüber den eigentlichen Gitterfehlern klein. Ähnlich wie in Kap. 6.3.2. für die Betrachtung von Korngrenzen angedeutet, können Gleitbewegungen auch an derartigen Rissen diskutiert werden. In den Beziehungen für diesen Verformungsmechanismus müßte ebenfalls eine Pseudoviskosität enthalten sein. Die mathematische Behandlung würde formal mit ähnlichen Beziehungen erfolgen, wie sie hier bei der Betrachtung von Versetzungslinien verwendet wurden. Ausgangspunkte für diese Betrachtung könnten die Arbeiten von Walsh (1965 a, 1965b) und Brace (1965) sein.

Wie von verschiedenen Autoren gezeigt wird, können Diffusionsprozesse von Punktfehlern bei den hier verwendeten Temperaturen nur eine untergeordnete Rolle bei der Verformung spielen, da deren Aktivierung meist größerer Energien bedarf. Die bei den Versuchen beobachteten Abweichungen von der logarithmischen Zeitabhängigkeit können diesen Vorgängen ev. zugeordnet werden. Hierfür spricht auch das Ergebnis, daß diese Verformungen nach der Entlastung nicht zurückgehen.

Mit der hier zur Ableitung der Kriechfunktion verwendeten Annahme, daß die Bewegung von Versetzungen in den Kristallen bei den verwendeten Temperaturen und Spannungen in der Hauptsache die Anelastizität der untersuchten Gesteine bestimmt, gelangt man zu der folgenden Vorstellung eines Aktivierungsakts:
Die Versetzungen bilden in den Kristallen ein weitmaschiges räumliches Netzwerk. In Anbetracht der geringen Versetzungsdichte in Silikaten (Kronmüller 1967, mündl. Mitteilung) dürfte die mittlere Länge der Versetzungsabschnitte $10^{-3}$ - $10^{-4}$ cm betragen. Die Knoten des Versetzungsnetzwerks werden im wesentlichen von unbeweglichen Dreierknoten gebildet. Durch Anlegen einer äußeren Spannung werden die Versetzungsabschnitte ausgebaucht, wobei die Bewegung durch irgendwelche Hindernisse gehemmt wird (Abb.28). Die Hindernisse werden durch Punktfehler im Gitter dargestellt.

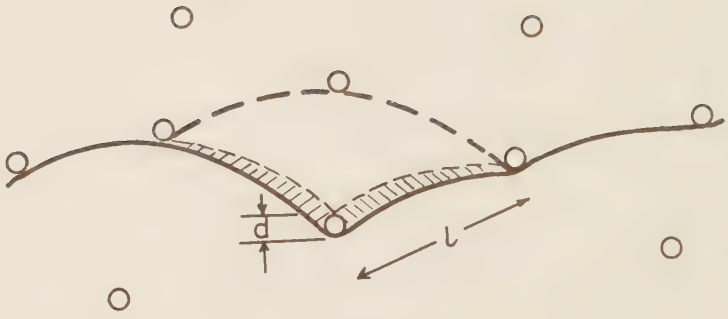


Abb. 28: Versetzungsbewegung bei der Reaktion mit Punktfehlern im Gitter

Bei der thermischen Überwindung dieser Hindernisse wird von der am Ort der Versetzung wirksamen Spannung die Arbei $b \cdot l \cdot d \cdot \tau$ geleistet. Für l ist die Länge der Versetzungselemente einzusetzen, die während des Aktivierungsvorgangs frei wird (freie Versetzungslänge). Die Versetzung schreitet dabei bis zum nächsten Hindernis voran. Bei jedem Aktivierungsakt wird die Linienspannung des gesamten Versetzungsabschnitts erhöht, wodurch die inneren Spannungen zunehmen. Da nur Punktfehler die freie Versetzungslänge bestimmen, die unmittelbar auf dem Weg des Zersetzungsabschnitts liegen, ist die Annahme eines sehr schmalen Spektrums von Aktivierungsenergien (U = const.) gerechtfertigt. Bei der Berechnung des Abstands der Hindernisse aus dem Aktivierungsvolumen zählen nur die Hindernisse, die in einem Schlauch vom Durchmesser des Burgers-Vektors längs der Versetzung liegen. Dieser Modellvorstellung liegt eine Arbeit von Granato und Lücke (1957) zugrunde.

Die berechneten Größen des Aktivierungsvolumens und der Aktivierungsenergie stimmen mit dieser Vorstellung überein. Die Zahlenwerte sind mit denjenigen Werten vergleichbar, die bei anderen Untersuchungen an Metallen und Einkristallen gefunden wurden. Als Punkthindernisse werden dabei sowohl Fremdatome, Zwischengitteratome, Leerstellen und Versetzungen aus anderen Gleitebenen diskutiert. Aus den hier beschriebenen Versuchen kann wegen der Ungenauigkeit der ermittelten Werte für die Aktivierungsenergie, deren Wert stark von dem zur Berechnung verwendeten Aktivierungsvolumen abhängt, keine Unterscheidung getroffen werden, um welche Hindernisse es sich dabei handelt.

Ein etwas anderes Bild der Bewegung von Versetzungen wird von Alefeld (1963) angegeben. Er deutet die gefundene Aktivierungsenergie als Wanderungsenergie von Punktfehlern. Die Versetzungen überwinden nicht die Hindernisse, sondern schleppen diese mit sich durch das Kristallgitter. Die Geschwindigkeit der Bewegung der Versetzungen wird daher durch die Geschwindigkeit der Bewegung der Hindernisse bestimmt. Eine quantitative Behandlung muß daher von der Diffusionsgleichung ausgehen. Alefeld wie auch Buschhorn (1959) kamen zu dieser Vorstellung durch das Ergebnis, daß die gefundenen Aktivierungsenergien der Wanderungsenergie von Leerstellen entspricht.

Die Diskussion sollte mit einer kurzen Betrachtung schließen, welche in den untersuchten Gesteinen vorhandenen Minderale als Hauptträger der beobachteten Anelastizität in Frage kommen.

Im Granit kommen dabei der Glimmer (Muskovit) und auch Quarz in Betracht. Augusthitis (1966) zeigt, daß im Granit beide die Hauptträger der inelastischen Verformung sind. Die Feldspäte nehmen nach Augusthitis erst bei höheren Spannungen an der Verformung teil und verhalten sich in vielen Fällen als spröde. Experimentelle Untersuchungen an Glimmern (Biotit-Einkristalle) (Borg and Handin 1966) ergaben, daß die Basisfläche (001) eine Gleitfläche darstellt, wobei das Gleiten als Biegegleiten in Richtung $[100]$ erfolgte. Die Biegeachse war $[010]$. Ob auch einfaches Translationsgleiten auf der Basisfläche in Richtung $[100]$ stattfinden kann, ist noch unsicher. Christie et al. (1964) berichten von Druckversuchen an Quarzeinkristallen. Die dabei beobachteten Gleitspuren zeigten, daß Gleiten auf der Basisfläche (001) erfolgt, wobei die Achse $[10\bar{1}0]$ die bevorzugte Gleitrichtung ist. Dazu ist zu vermerken, daß die Richtung $[10\bar{1}0]$ die dichtest besetzte Richtung im Quarzgitter ist (4,91 Å), also die Richtung mit dem kleinsten Burgers-Vektor für eine Versetzung. Die von den Autoren verwendete Vorstellung von Versetzungen, die in ihrer Bewegung von lokalen Spannungsfeldern behindert werden, wurde durch Aufnahmen mit dem Elektronenmikroskop gestützt. Als Versetzungsdichte ergab sich $\rho = 10^9\ cm^{-2}$. Die Autoren vermuten, daß im Quarz auch noch weitere Gleitsysteme vorhanden sind (z.B. Gleiten auf Prismenflächen mit der Gleitrichtung $[0001]$. Untersuchungen über die Inelastizität von Pyroxenen (Omphazit) und Granat, den Hauptkomponenten des Eklogits, sind nicht bekannt. Während der Omphazit in den Schliffbildern eine ausgeprägte Spaltbarkeit aufzeigt, scheint der Granat sich mechanischen Beanspruchungen gegenüber sehr starr zu verhalten. Möglicherweise muß bei den untersuchten Eklogitproben der geringe Quarz- und Muskovit-Anteil berücksichtigt werden.

## 8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird über Untersuchungen zur Inelastizität einiger Granit- und Eklogitproben berichtet. Als spezielle Untersuchungsmethode wurden die Verformungen an zylindrischen Gesteinsproben unter einachsigem Druck gemessen. Die Verformung konnte dabei bei konstanter äußerer Spannung und konstanter Temperatur allein als Funktion der Belastungsdauer bestimmt werden. Die verwendeten Spannungen lagen weit unterhalb der Bruchspannung der Gesteinsproben ($\tau < 0{,}8\ \tau_B$), die Temperatur weit unterhalb des Schmelzpunkts der Minerale ($T \leq 400^0C$). Die Versuchsdauer betrug zwischen einer Stunde und 8 Tagen. Die Größe der während der Versuchsdauer erreichten Verformung lag, je nach der angewendeten Spannung und Temperatur, zwischen $\varepsilon = 10^{-6}$ und $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-4}$ und betrug damit einige Prozent der Verformung, die das Gestein als elastischen Körper charakterisiert. Die Abhängigkeit der Verformung von der Belastungsdauer konnte durch die Funktion $\varepsilon(t) = C_1 \cdot \ln C_2 \cdot t + C_3 \cdot t$ mit guter Näherung beschrieben werden. Ähnliche Ergebnisse wurden von Griggs (1939), Matsushima (1960), Lomnitz (1956) und bei früheren eigenen Untersuchungen (1965) an verschiedenen Gesteinen erhalten. Nach dem Entlasten erwies sich der durch den logarithmischen Term der Funktion wiedergegebene Anteil der Verformung als verzögert reversibel, während der dem linearen Term entsprechende Verformungsanteil irreversibel war. Die reversible Verformung nach der Entlastung konnte ebenfalls durch eine logarithmische Zeitbeziehung angenähert werden. $C_1$ nahm im betrachteten Temperatur- und Spannungsbereich linear mit der angelegten Druckspannung und der Temperatur zu.

Bei dem Versuch zur Interpretation der beobachteten Verformungen wurden verschiedene Mechanismen diskutiert, die auch als Ursache der Inelastizität von Metallen angenommen werden (Wandern von punktförmigen Gitterfehlern, Gleitbewegungen an Korngrenzen und Rissen, Bewegungen von Versetzungslinien in Kristallen). Bei der Betrachtung desjenigen Anteils der Verformung, der durch die logarithmische Zeitbeziehung beschrieben werden konnte, wurde ein möglicher Verformungsmechanismus, nämlich die Bewegung von Versetzungslinien ausführlich behandelt.

Aufgrund der von Seeger (1958) angegebenen Verfestigungstheorie des Übergangskriechens wurde die analytische Funktion zur quantitativen Beschreibung der beobachteten Verformungen abgeleitet. Als Ursache für die bei der Verformung entstehenden inneren Spannungen werden die Linienspannung der zwischen festen Knoten liegenden

Versetzungsschnitte und die weitreichende Wechselwirkung zwischen den Versetzungen des Versetzungsnetzwerks angenommen.

Durch Vergleich der experimentell ermittelten mit der theoretisch abgeleiteten Kriechfunktion erhält man für das Aktivierungsvolumen einen mittleren Wert von $6 \cdot 10^{-20}$ cm$^3$. Das Aktivierungsvolumen nimmt mit zunehmender äußerer Spannung ab. Die aus dem Mittelwert für das Aktivierungsvolumen errechnete mittlere freie Aktivierungslänge beträgt $10^{-5}$ cm. Da die Länge der Versetzungsabschnitte zwischen den Knoten des Versetzungsnetzwerks als größer angenommen werden muß, gelangt man zu der Vorstellung, daß die freie Versetzungslänge durch Punktfehler im Gitter bestimmt wird. Entsprechend der sich aus der linearen Temperaturabhängigkeit von $C_1$ ergebenden Aktivierungsenergie $U(\tau) = 0{,}1$ eV wurde der Bewegung der Versetzungslinien das von Granato und Lücke (1956/57) angegebene Versetzungsmodell zugrunde gelegt. Für den spannungsfreien Zustand konnte eine Aktivierungsenergie von 1-2 eV abgeschätzt werden. Als Punktfehler kommen Fehlstellen, Fremdatome und Zwischengitteratome, sowie schneidende Versetzungslinien aus anderen Gleitsystemen in Frage. Bei höheren Temperaturen ($T \approx 400^0$C) kann die Versetzungsbewegung auch durch die Diffusionsgeschwindigkeit der Punkthindernisse beeinflußt werden. Eine quantitative Beschreibung müßte von der Diffusionsgleichung ausgehen. Für die von Granato und Lücke angegebene Modellvorstellung spricht, daß bei den verwendeten Spannungen die freien Versetzungsabschnitte zwischen den Punkthindernissen nicht als Frank-Read-Quellen wirksam sind.

Eine Abschätzung der anderen möglichen Verformungsmechanismen ergibt, daß Diffusion von Punktfehlern bei den hier verwendeten Temperaturen unterhalb $400^0$C noch keinen Beitrag zur Verformung liefert. Aufgrund der von Parker und Washborn gefundenen Ergebnisse an Vielkristallen sind Korngrenzen in Gesteinen wegen der zu erwartenden sehr hohen Konzentration an Fremdatomen in den Korngrenzen zumindest fraglich, solange die Diffusion keine Rolle spielt. Auf keinen Fall können die Meßergebnisse mit der von Ké und Zener angegebenen Modellvorstellung einer viskosen Flüssigkeit für die Korngrenzengebiete wiedergegeben werden. Gleiten an den Korngrenzen wie auch auf kleinen Rissen können jedoch die ermittelten Kriechfunktionen erklären, wenn man für die Betrachtung dieser Mechanismen formal ähnliche Beziehungen heranzieht, wie sie bei der Behandlung des Versetzungsmechanismus hier verwendet wurden.

## 9. Literaturverzeichnis

Aepfelbacher M., (1961) Die anelastische Dehnung hochfester Stahldrähte im Bereich der Raumtemperatur, ihre Gesetzmäßigkeit und ihr Mechanismus. Diss. TH München

Alefled G., (1961) Bestimmung der Aktivierungsenergie und des Aktivierungsvolumens der elastischen Nachwirkung von Gold. Diss. TH München

Alefeld G., (1962) Versetzungsbedingte amplitudenabhängige Relaxationsdämpfung. Z.f.Phys., 170, S. 249-266.

Alefeld G., (1963) Aktivierungsenergie und Aktivierungsvolumen der elastischen Nachwirkung von Gold. Acta Metall., Vol. 11, S. 291-315.

Andrade E.N. da C., (1914) The flow in metals under large constant stresses. Proc. Roy. Soc. A 90, p. 329.

Andrade E.N. da C., (1910) On the viscous flow in metals and allied phenomena. Proc.Roy. Soc. A 84, p. 1-12.

Augusthitis S.S., (1965) On the phenomenology of plastic deformation of quartz and micas in some granits. Tectonophys., Vol. 2, No. 6, p. 455-73.

Becker R. und Boas W., (1929) Über die Temperaturabhängigkeit des Fließens im Gebiet elastischer Nachwirkung. Metellwirtsch., Vol. 8, S. 317-321.

Borg I. and Handin J., (1966) Experimental deformation of crystalline rocks. Spec. issue of Tectonophys., Vol.3, No. 4, p. 249-367.

Brace W.B., (1965) Some new measurements of linear compression of rocks. J.Geophys. Res., Vol. 70, No. 2, p. 391-399.

Buschhorn G., (1959) Untersuchungen über die Temperaturabhängigkeit der elastischen Nachwirkung von Silber. Dipl.Arbeit TH München.

Cottrell A.H., (1953) Dislocations and plastic flow in crystals. Clarendon Press Oxford.

Cottrell A.H., (1962) The time laws of creep. J.of the Mech. and Phys. of Solids, Vol. 1, p. 53-63.

Cottrell A.H. and Aytekin V., (1950) The flow of Zn under constant stress. J. Inst. of Metals, Vol.77, p. 389-422.

Christie J.M., Griggs D.T. and Carter N.L., (1964) Experimental evidence of basal slip in quartz. J.Geol., Vol. 72, No. 6, p. 734-756.

Everling G., (1961) Das Endflächenproblem beim Druckversuch. Bergbau-Archiv 22, Essen, S. 27-37.

Feltham P., (1957) On the activation energy of high temperature creep in metals. Phil.Mag., Ser. 8, Vol. 2, p. 584-587.

Folberth O.G. und Kochendörfer A., (1953) Eine Theorie des Kriechens von Einkristallen. J.of the Mech.and Phys. of Solids, London, Vol. 1, p. 244-257.

Freudenthal A., (1955) Inelastisches Verhalten von Werkstoffen, Berlin.

Gordon B.G., (1965) Diffusion Creep in the Earth s Mantle. J.Geoph.Res., Vol. 70, No. 10, p. 2413-2418.

Granato A. und Lücke K., (1956) Application of dislocation theory to internal friction phenomena at high temperature. J.Appl. Phys., Vol. 27, p. 789-805.

Granato A. und Lücke K., (1956) Theory of mechanical damping due to dislocations. J.Appl.Phys., Vol. 27, p. 583-593.

Granato A., Aikata A. and Lücke K., (1958) Recovery of damping and modulus changes following plastic deformations. Acta Metall., Vol. 6, p. 470-480.

Griggs D.T., Turner F.J. and Heard H.C., (1960) Deformation of rocks at 500-800°C. J.Geol.Soc.Am., Mem., Vol. 79, p. 39-104.

Griggs D.T., (1939) The creep of rocks. J.Geol., Vol. 47, p. 225-251.

Heard H.C., (1962) The effect of large changes in strain-rate in the experimental deformation of rocks. Ph.D.thesis, Univ.of Calif., Los Angeles.

Heard H.C., (1963) The effect of time on the experimental deformation of Jule marble. J.Geol., Vol. 71.

Heard H.C., (1966) The effect of time on the experimental deformation of rocks. J. Geophys.Res., Vol. 66, p. 2534.

Herring C.,(1950) Diffusional viscosity of a polycrystalline solid. J.Appl.Phys., Vol. 21, p. 437-45.

Höfer K.H., Heyne K.H. und Berger, (1963) Das Verhalten von polykristallinen Steinsalzproben bei Wiederbelastung in Abhängigkeit von der Ruhezeit. Bergakademie, Vol. 15, Nr. 8, S. 579, Leipzig.

Iida K., Kumazawa M, (1957) Viskoelastische Eigenschaften von Gesteinen. J.Earth Sci., Nagoya Univ., Vol. 5, p. 68-80.

Iida K., Wada T., Aida Y. and Shichi R., (1960) Measurement of creep in igneous rocks. J.or Earth Sci., Nogoya Univ., Vol. 8, Nr. 1.

Imperfections in nearly perfect crystals (1952). Symp.held at P.Man., 1950, ed. by. W.Shockley, J.Wiley, N.Y.

Jeffreys H., (1958) A modification of Lomnitz s law of creep in rocks. J.Geoph., London, Vol. 1, No. 2, p. 92-95.

Johnson R.D., Joung A.P. and Schwope A.D., (1956) Plastic deformation of Al-single-crystals at elevated temperatures. Proc.Nat.Phys.Lab., Symp.on Creep and Fracture of Metals at high Temperatures. London: H.M.Stat.Off., p. 25-46.

Ke T.S., (1947) Experimental evidence of viscous behaviour of grain boundaries in metals. Phys.Rev., Vol. 71, No. 8, p. 533-546.

Ke T.S., (1949a) A grain boundary model and the mechanism of viscous intercrystalline slip. J.Appl.Phys., Vol. 20, p. 274-280.

Ke T.S., (1949b) Grain boundary relaxation and the mechanism of embrittlement of Cu by Bi. J.Appl.Phys., Vol. 20, p. 1226-1231.

Ke T.S., (1950) Internal friction of metals at very high temperatures. J.Appl.Phys., Vol. 21, p. 414-419.

Kröner E., (1964) Plastizität und Versetzungen. Sommerfeld: Mech. d.def.Medien, Bd. II, S. 310-366.

Kröner E., (1965) Versetzungen in Kristallen. Seeger: Mod.Probl.d.Metallphys., Bd. 1, S. 1-34.

Kronmüller H., (1965) Theorie der plastischen Verformung. Seeger: Mod.Probl.d.Metallphys., Bd. 1, S. 126-191, Springer.

Lomnitz C., (1956) Creep measurements in igneous rocks. J.Geol., Vol. 64, p. 473-479.

Lücke K., (1953) Wesen und Eigenschaften der Korngrenzen polykristalliner Metallkörper. Z.Metallk., Bd. 44, S. 370 ff., 418 ff.

Matsushima S., (1960) On the flow and fracture of igneous rocks. Dis.Prev.Res.Inst., Bull. 36, Kyoto.

Mechelson A.A., (1917, 1920) The laws of elastic-viscous flow. Pt. I: J.Geol., Vol. 25, p. 405-410: Pt. II: J. Geol., Vol. 28, p. 18-24.

Misra A.K. and Murrell S.A.F., (1965) An experimental study of the effect of temperature and stress on the creep of rocks. J.Geoph., Vol. 9, No. 5, p. 509-535, London.

Mott N.F. and Nabarro F.R.N, (1948) Dislocation theory and transient creep. Rep. on the Strength of Solids, London: Phys.Soc., Pt. I, p. 1-19.

Mott N.F., (1952) A theory of work-hardening of metal crystals. Phil.Mag., Vol. 43, p. 1151-1177.

Mott N.F., (1953) A theory of work-hardening of metals. Pt. II: Flow without slip-lines, recovery, creep. Phil.Mag., Vol. 44, p. 742-765.

Mott N.F., (1956) A discussion of some models of the rate-determing process in creep. Proc.of the Nat. Phys.Lab., Symp.on the Creep and Fracture of Metals at high Temp. (1954), London: H.M.Stat.Off., p. 21 ff.

Murrell S.A.F. and Misra A.K., (1962) Time dependent of creep in rocks and similar non-metallic mat. Trans. Inst.Min.Met., London, Vol. 71, p. 353-378.

Nabarro F.R.N., (1948) Deformation of crystal by the motion of single ions. Rep.of a Conf. on the Strength of Solids, Bristol 1947, London: Phys.Soc., p. 75-90.

Nabarro F.R.N., (1952) The mathematical theory of stationary disl. Adv.in Phys., Vol. 1, No. 3, p. 269-395, London.

Nabarro F.R.N., (1967) Steady-state diff.creep. NATO Adv.Study Inst., The Appl.of modern Phys. to the Earth and Planetary Interiors, I/3, Newcastle.

Orowan E., (1934) Zur Kristallplastizität. Über den Mechanismus des Gleitvorgangs. Z.Phys., Bd. 89, S. 614-635.

Orowan E., (1947) Proc. West.of Scotl.Iron and Steel Inst.

Parker E.R. and Washborn J., (1957) The role of the boundary in creep phenomena. A Sem. on Creep and Recovery of Metals, held during the 38.Nat.Metall. Congr., Cleveland 1956, p. 227-250.

Robertson E.C., (1960) Creep of Solnhofen limestone under moderate hydrostatic pressure. Geol.Soc.Am., Mem. 79, p. 229-230.

Robertson E.C., (1964) Viscoelasticity of rocks. Proc.Int.Conf.on the State of Stress in the Earth s Crust, N.Y., p. 181-224.

Rohrbach Chr. und Czaika N., (1960) Über das Kriechen von Dehnungs-Meßstreifen unter stat. Zubelastung. I-II ATM, München, Lfg. 289, S. 35-38, Lfg. 290, S. 55-56.

Rummel F., (1963) Über Erfahrungen bei der Verwendg. v. Dehnungs-Meßstreifen bei stat. Druckvers. an Gesteinen und das rheolog. Verh. einiger Quarzphyllit- und Kalksteinproben unter einachsigem, stat. Druck. Dipl.Arbeit, München.

Rummel F., (1965) The rheological behaviour of some quartz-phyllite and limestone-Jura specimens under uni-axial, static pressure. Boll.di Geofisica Teor. ed Appl., Vol. VII, No. 26, p. 165-74.

Schuppe F., (1963) Ein rheologisches Modell für das Salzgebirge. Bergakademie, Bd. 15, S. 583-586.

Seeger A., (1955) Kristallplastizität, Handb.d.Physik, Bd. VII/1, Kristallphysik I. Theorie der Gitterfehlstellen, S. 476-665, Springer.

Seeger A., (1958) Kristallplastizität, Handb.d.Physik, Bd. VII/2, Kristallphysik II, S. 1-208, Springer.

Seeger A., (1965) Moderne Probleme der Metallphysik. Bd. 1, Springer Berlin.

Slifkin L. and Kauzman W., (1950) An unusual effect in the creep of zinc single crystals. Phys.Rev., Vol. 78, p. 631-632.

Stacey F.D., (1963) The theory of creep in rocks and the problem of convection in the earth s mantle. Icarus, Vol. 1, No. 4, p. 304-313, Acad. Pr., N.Y.

Stettner G., (1960) Erläuterung zur Geol.Karte von Bayern. Bl. Weißenstadt.

Walsh J.B., (1965a) The effect of cracks on the uniaxial elastic compression of rocks. J.Geoph.Res., Vol. 70, No. 2, p. 399-411.

Walsh J.B., (1965b) The effect of cracks in rocks on Poisson s ratio. J.Geoph.Res., Vol. 70, No. 20, p. 5249-5257.

Watanabe H., (1964) On the sequence of earth quakes. Special Contr. of the Geoph. Inst. Kyoto Univ., No. 4, p. 153-191.

Wittig F.E. und Kemeny G., (1960) Modulationsverfahren zur genauen Regelung höherer Temperaturen. Chm.Ing.Techn., 32. Jhg., S. 685-691.

Wyatt O.H., (1953) Transient creep in pure metals. Proc.Phys.Soc., Ser.B, Vol. 66, p. 459-480, London.

Zener Cl., (1948) Elasticity and anelasticity of metals. Univ. of Chicago Press.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München angefertigt. Die Anregung hierzu verdanke ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. G. Angenheister, dem ich für zahlreiche Ratschläge und das mir stets entgegengebrachte Wohlwollen meinen herzlichsten Dank aussprechen möchte. Herrn Prof. Dr. H. Jagodzinski vom Institut für Kristallographie und Mineralogie der Universität München danke ich für viele Diskussionen und die Unterstützung bei der Betrachtung der Verformungsmechanismen in Silikaten. Für die Beratung in der theoretischen Behandlung des Kriechens kristalliner Materialien bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Bross, Herrn Prof. Dr. O. Förtsch, Herrn Dr. H. Kronmüller (Stuttgart), Herrn Porf. Dr. F.R.N. Nabarro (Cambridge) und Herrn Prof. Dr. E. Orowan (M.I.T., Cambridge/Mass.)

Herrn Dr. G. Troll und Herrn Dipl. Geol. H. Köhler (Institut für Gesteinskunde, Univ. München) schulde ich für die wertvolle Hilfe bei den Dünnschliff-Untersuchungen Dank. Herrn Prof. Dr. F.E. Wittig danke ich für seinen Hinweis zur Temperaturregelung.

Besonders sei auf die Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft hingewiesen, die durch die Bewilligung der erforderlichen Mittel die Untersuchungen ermöglichte.

## Lebenslauf

Am 21. Juni 1936 wurde ich, Fritz Rummel als Sohn des Lehrers Georg Rummel und dessen Ehefrau Adelgunde, geb. Seitz, in Waldsassen/Opf. geboren. Von 1942 bis 1949 besuchte ich die Volksschule in Bayreuth und Waldsassen. Anschließend besuchte ich von 1949 bis 1951 die Oberrealschule in Marktredwitz und bestand nach unserer Übersiedlung nach Bayreuth an der Oberrealschule Bayreuth 1957 das Abitur.

Im Wintersemester 1957 begann ich an der Universität München das Studium der Physik, für das ich im Wintersemester 1960/61 das Vordiplom ablegte. Im November 1963 bestand ich an der gleichen Hochschule die Hauptdiplomprüfung im Fach Geophysik. Eine Kurzfassung meiner Diplomarbeit wurde im Boll. die Geofisica Teorica ed Applicata veröffentlicht. Seit Januar 1964 fertige ich unter der Leitung von Professor Dr. G. Angenheister im Institut für Angewandte Geophysik der Universität München meine Dissertation an. Am gleichen Institut war ich von 1962 bis 1964 als wissenschaftliche Hilfskraft, seit 1964 bin ich als Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle tätig.